
Experimentelle Untersuchungen lichtinduzierter Transportprozesse auf dem Mars und in protoplanetaren Scheiben

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Dr. rer. nat.

von:
Markus Küpper

eingereicht:
November 2015

Universität Duisburg-Essen
Fakultät für Physik

Disputation:
22. Februar 2016



Open-Minded

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm
2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Dennis Reiss

„One, remember to look up at the stars and not down at your feet. Two, never give up work. Work gives you meaning and purpose and life is empty without it. Three, if you are lucky enough to find love, remember it is there and don't throw it away.“

— Steven Hawking

„If we knew what it was we were doing, it would not be called research, would it?“

— Albert Einstein

Kurzfassung

Diese Arbeit befasst sich mit den Effekten der Photophorese und des thermischen Kriechens im Hinblick auf den Transport von Teilchen auf dem Mars und in protoplanetaren Scheiben. In verschiedenen Experimenten und Messkampagnen werden einzelne Teilaspekte dieser Phänomene näher betrachtet.

Die durch thermisches Kriechen induzierten Gasströme können einen signifikanten Einfluss auf Teilchen haben. Dies funktioniert allerdings nur dann effizient, wenn die Größe des Teilchens oder seiner Kapillaren beziehungsweise Poren ungefähr der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle entspricht. Diese Bedingung ist für den Marsboden gut erfüllt. Daher kann dort durch Temperaturgradienten Gas durch die Poren gepumpt werden, wodurch ein Überdruck unter der Oberfläche auftritt. Dieser Überdruck übt eine hebende Kraft auf das Staubbett aus, wodurch Staubtransport begünstigt werden kann.

Die Transportgrenze beschreibt die Windgeschwindigkeit, ab der Transport stattfindet. Diese wird im Experiment unter Einfluss von Beleuchtung untersucht. Reskaliert auf den Mars kann die Transportgrenze um bis zu 12% durch Sonneneinstrahlung reduziert werden. Diese Reduktion kann einen Teil der Diskrepanzen zwischen beobachteten Windgeschwindigkeiten, die Transport nach bisherigen Erkenntnissen selten zulassen, und den häufig zu beobachteten Transportphänomenen zu erklären.

Die Photophorese ist eher für die Bewegung einzelner freier Teilchen bedeutsam und es wird untersucht, in wie weit sie für verlängerte Verweildauern von Staub in der Marsatmosphäre verantwortlich sein kann. Für die untersuchten Basaltteilchen liegt die Kraft nur im Prozentbereich der Gravitation und spielt daher für diese Klasse von Teilchen nur eine untergeordnete Rolle.

In einer protoplanetaren Scheibe hingegen erfahren die Teilchen nur wenig Gravitation, da sie sich in einer Umlaufbahn befinden; durch die Gasreibung entsteht eine Restgravitation, die die Teilchen nach innen und zur Mittelebene sedimentieren lässt. Hier können auch kleine Kräfte die Bahn der Teilchen signifikant beeinflussen.

Metergroße Körper driften in einer protoplanetaren Scheibe mit einer vom Scheibenmodell abhängigen Geschwindigkeit (der Größenordnung 100 m/s) radial in Richtung Stern und sind damit schnell für das Planetenwachstum verloren. Die Photophorese kann diese Geschwindigkeiten soweit beeinflussen, dass diese Körper sogar eine signifikante Geschwindigkeit radial nach außen aufweisen. Dieser Effekt wird bei porösen Körpern noch durch thermisches Kriechen durch die Poren verstärkt. Allerdings funktioniert die Photophorese durch direkte Strahlung vom Stern nur dort, wo die Scheibe optisch dünn ist. Dies ist bei den meisten Scheibenmodellen nur an der Oberfläche der Scheibe der Fall. Die Grenze zwischen optisch dünn und optisch dicht wird im Zuge der Evolution der Scheibe durch verschiedene Prozesse kontinuierlich radial nach außen verschoben.

Abstract

This work is about the effects of photophoresis and thermal creep in terms of transport of particles on Mars and in protoplanetary disks. Individual aspects of these phenomena are considered in various experiments and measurement campaigns.

Thermal creep induced gas streams may have a significant influence on the behaviour of the examined object. This will only work if the size of the object or of its capillaries or pores is approximately equal to the mean free path of the gas molecules. This condition is well satisfied for the Martian soil. Therefore it is possible on Mars that gas is pumped through the pores by temperature gradients, creating an overpressure below the surface.

This pressure exerts a lifting force on the dust bed, whereby dust transport can be promoted. From the experimental results a reduction of the transport limit – which is the minimum wind velocity for transport – of up to 12 % can be deduced.

The photophoresis rather moves individual particles and its influence concerning the prolonged residence time of dust in the atmosphere is examined. For the investigated basalt particles the force is only a few percent of gravity and therefore just plays a minor role for this class of particles.

When considering a protoplanetary disk this effect is more important, since the particles in orbit around the star experience only small residual gravity; induced by the gas friction, the particles settle to the mid plane and drift inward. Especially at the meter-barrier where meter sized objects drift inward with a velocity depending on the disk model (in the order of 100 m/s), and hence would quickly be lost for planet growth, photophoresis can influence these speeds to such extent that the bodies even move outward with significant speed. This effect is enhanced in porous bodies due to thermal creep through the pores. However, this applies only for optically thin regions of the disk. For most disk models this is only the case at the disk surfaces. The border of the transition between optically thin and optically thick moves continually outward during the disks lifetime.

Danksagung

Ich möchte mich vor allem Prof. Dr. Gerhard Wurm und der gesamten Arbeitsgruppe für viele hilfreiche Diskussionen und ein immer freundliches Arbeitsklima bedanken. Insbesondere danke ich auch Caroline de Beule für die produktive Zusammenarbeit in den gemeinsamen Projekten. Christoph Lösche danke ich für die gute Zusammenarbeit beim Programmieren und für einige Tipps & Tricks für Mathematica und L^AT_EX. Nicht zu vergessen ist Manfred Aderholz, der als Techniker bei der Umsetzung von Ideen zu Konstruktionen immer hilfreich zur Seite stand, und die Werkstätten der Uni, die diese Konstruktionen dann meist tadellos gefertigt haben.

Ich danke Dr. Dennis Reiss, dafür dass er sich bereit erklärt hat diese Arbeit zu begutachten.

Mein Dank gilt auch denen, die diese Arbeit ermöglicht haben, also der DFG, der ESA, dem DLR, dem SNSB und der Universität Duisburg-Essen, mit deren Geldern die hier dargestellten Projekte durchgeführt wurden.

Bei den Projekten „Fly your Thesis“ und „REXUS“ danke ich den technischen Betreuern Alexandra Jaquemet (Novespace) beziehungsweise Dieter Bischoff und Simon Mawn (ZARM) für die Unterstützung und das Engagement bei der Umsetzung der Projekte. Mein Dank gilt auch den Mitgliedern der Teams, denn alleine ist solch ein Projekt nicht zu bewältigen.

Fürs Korrekturlesen und hilfreiche Anmerkungen bedanke ich mich bei: Caroline, Christoph, Erik, Gerhard, Irma, Jasmin, Katharina, Martin und Thorben.

Vorwort

Diese Dissertation wurde in der Fakultät für Physik der Universität Duisburg-Essen eingereicht. Das Projekt wurde von Prof. Gerhard Wurm betreut. Es baut direkt auf der Masterarbeit von Küpper (2012) auf.

Die Projektlaufzeit war von Dezember 2012 bis November 2015 und wurde von der DFG finanziert.

Das hauptsächliche Ziel war es die Erosion auf dem Mars besser zu verstehen – in besonderen Hinblick auf den Einfluss der Beleuchtung. Es gab außerdem darüber hinaus noch andere Projekte und Kollaborationen – im Oktober 2012 wurde im Rahmen von „Fly your Thesis“ ein Parabelflug durchgeführt, von September 2013 bis März 2015 lief das Projekt LICOD im Rahmen des „REXUS/BEXUS Programms“. Diese werden ebenfalls dargestellt.

Der größte Teil der Arbeit wurde bereits vorab veröffentlicht, die entsprechenden Veröffentlichungen sind in der Publikationsliste aufgeführt. Dabei handelt es sich dann um freie Umschreibungen bis hin zu mehr oder weniger wörtlichen Übersetzungen von Teilen der jeweiligen Publikation. Um den Lesefluss nicht durch zu viele Eigenzitate zu stören, wird daher in jedem Kapitel nur erwähnt, in welcher Veröffentlichung das dargestellte Thema behandelt wird. Die Zitierweise ist an die Vorgaben aus Martens (2014) angelehnt*.

Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert:

- Kapitel 1 fasst die physikalischen Grundlagen und offenen Fragen zusammen.
- Kapitel 2 befasst sich mit den Experimenten.
- Kapitel 3 widmet sich der Anwendung des in den Experimenten gewonnenen Wissens.
- In Kapitel 4 werden die Erkenntnisse aus den vorherigen Kapiteln kurz zusammengefasst und ein Ausblick gegeben, welche neuen Fragestellungen sicher ergeben haben und in weiteren Arbeiten behandelt werden können.
- In Sektion A.2 ist eine Übersicht aller benutzten Symbole zu finden, sie werden aber auch im Text eingeführt.

* Ist die zitierte Aussage Teil eines Satzes, so wird das Zitat vor dem Punkt gesetzt. Steht das Zitat hingegen nach dem Punkt, bezieht es sich auf den gesamten Absatz. Stammen mehrere Absätze aus einer Quelle, so wird dies in einem Hinweis vor den Absätzen erwähnt. Da nur indirekte Zitate benutzt werden, wird auf ein „vgl.“ als Indiz für ein indirektes Zitat verzichtet.

Publikationsliste

referierte Beiträge

- Küpper, M. und G. Wurm (2015b). „Thermal creep-assisted dust lifting on Mars: Wind tunnel experiments for the entrainment threshold velocity“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 120, S. 1346–1356. DOI: 10.1002/2015JE004848.
- Matthews, L.S., J.B. Kimery, G. Wurm, C. de Beule, M. Kuepper und T. Hyde (2015). „Photophoretic Force on Aggregate Grains“. In: *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* (accepted).
- De Beule, C., G. Wurm, T. Kelling, M. Küpper, T. Jankowski und J. Teiser (2014). „The martian soil as a planetary gas pump“. In: *Nature Physics* 10, S. 17–20. DOI: 10.1038/nphys2821.
- Küpper, M., C. de Beule, G. Wurm, L. S. Matthews, J. S. Kimery und T. W. Hyde (2014b). „Photophoresis on polydisperse basalt microparticles under microgravity“. In: *Journal of Aerosol Science* 76, S. 126–137. DOI: 10.1016/j.jaerosci.2014.06.008.
- Küpper, M., C. Dürmann, C. de Beule und G. Wurm (2014d). „Propulsion of Porous Plates in Thin Atmospheres by Temperature Fields“. In: *Microgravity Science and Technology*, S. 1–8. DOI: 10.1007/s12217-014-9357-1.
- Dürmann, C., G. Wurm und M. Küpper (2013). „Radiative forces on macroscopic porous bodies in protoplanetary disks: laboratory experiments“. In: *Astronomy and Astrophysics* 558, A70, A70. DOI: 10.1051/0004-6361/201321365.
- Teiser, J., M. Küpper und G. Wurm (2011b). „Impact angle influence in high velocity dust collisions during planetesimal formation“. In: *Icarus* 215, S. 596–598. DOI: 10.1016/j.icarus.2011.07.036.

Konferenzbeiträge und Proceedings

- Köster, M., L. Boden, B. Eliasson, S. Eliasson, M. Küpper, R. Mumme, R. Münnich und M. Schywek (2015). „LICOD RX18 (Talk)“. In: *22nd ESA PAC Symposium*. Tromsø.
- Küpper, M. und G. Wurm (2015a). „The Role of Insolation on Martian Aeolian Erosion (Poster)“. In: *Granular Matter in Low Gravity*. Erlangen.
- Schywek, M., L. Boden, B. Eliasson, S. Eliasson, M. Köster, M. Küpper, R. Mumme und R. Münnich (2015). „LICOD Light -Induced compression of dust clouds – REXUS18 (Poster)“. In: *22nd ESA PAC Symposium*. Tromsø.
- Küpper, M., C. de Beule, G. Wurm, L. S. Matthews, J. S. Kimery und T. W. Hyde (2014a). „Microgravity experiment on photophoresis of micron-particles (Poster)“. In: *Planet Formation and Evolution*. Kiel.
- Küpper, M., C. Dürmann, C. de Beule und G. Wurm (2014c). „Photophoresis on large sub-km size bodies in protoplanetary disks (Poster)“. In: *Protostars and Planets VI*. Heidelberg.
- Boden, L., S. Eliasson, M. Koester, M.Kuepper, R. Mumme, R. Münnich und M.Schywek (2013). „LicodRexus – Light-Induced Compression Of Dust clouds“. In: *REXUS/BEXUS Selection Workshop*. Köln.

- Küpper, M., G. Wurm und T. Kelling (2013). „Light induced erosion in wind channel experiments (Poster)“. In: *Planet Mars 4*.
- Wurm, G., M. Tieloff, H. Rauer und M. Kuepper (2013). „Mercury-like Planets: Separating Metals and Silicates by Photophoresis“. In: *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*. Bd. 45. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, S. 513.02.
- De Beule, C., C. Dürmann, M. Küpper und A. Hesse (2012). „Moving Particles in Protoplanetary Disks by a Knudsen Compressor“. In: *FYT 2012 Selection Workshop*. Noordwijk.
- Küpper, M, T Kelling, G Wurm und C de Beule (2012). „Lifting Dust from the Martian Surface by Sunlight (Talk)“. In: *Dust and Grains in low Gravity and Space Environment*. Noordwijk.
- Teiser, J., I. Engelhardt, M. Küpper und G. Wurm (2012). „Evolution of macroscopic dust agglomerates - Implications for planetesimal growth“. In: *EAS Publications Series*. Hrsg. von C. Stehlé, C. Joblin und L. d’Hendecourt. Bd. 58. EAS Publications Series, S. 213–217. DOI: 10.1051/eas/1258034.
- Teiser, J., I. Engelhardt, M. Küpper und G. Wurm (2011a). „Growth and Erosion - Conquering the Meter-Size Barrier?“ In: *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, S. 120.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iv
Abstract	v
Danksagung	vi
Vorwort	vii
Publikationsliste	viii
1. Grundlagen	1
1.1. Motivation	1
1.2. Wichtige Begriffsdefinitionen	4
1.3. Definition und Vorkommen des Übergangsbereiches	4
1.3.1. Protoplanetare Scheiben	5
1.3.2. Die Marsoberfläche	13
1.4. Transport von Teilchen durch Gasströmungen	15
1.4.1. Hydrodynamische Kenngrößen	15
1.4.2. Strömungswiderstand	18
1.4.3. Aeolischer Transport	22
1.4.4. Erklärungsansätze für den Staub in der Marsatmosphäre	25
1.5. Transport im Übergangsbereich	28
1.5.1. Thermisches Kriechen	28
1.5.2. Photophorese	30
1.5.3. Thermophorese	33
1.5.4. Strahlungsdruck	33
1.5.5. Eruptionen eines beleuchteten Staubbettes	33
1.6. Experimentplattformen für Analogexperimente	34
1.6.1. Schwerelosigkeit	35
1.6.2. LoPWiT (Low Pressure Wind Tunnel)	37
1.6.3. Analog Materialien	37
2. Experimente	41
2.1. Kraft auf porösen Körper	42
2.1.1. Aufbau	42
2.1.2. Proben	42
2.1.3. Auswertung	44
2.2. Photophorese an Aggregaten	50
2.2.1. Aufbau	50
2.2.2. Messungen	51
2.3. Gasströmung im Staubbett	56
2.3.1. Aufbau	56
2.3.2. Experimentelle Beobachtungen	56
2.3.3. Simulation	57
2.4. Windkanal	59
2.4.1. Aufbau des Kanals	59

2.4.2.	Aufnahmetechnik	61
2.4.3.	Probenpräparation	62
2.4.4.	Experimentelles Prozedere	64
2.4.5.	Ergebnisse	64
2.5.	REXUS 18	70
2.5.1.	Design des Experiments	70
2.5.2.	Evaluierung	72
3.	Anwendung	75
3.1.	Mars	75
3.1.1.	Gasflüsse im Boden	75
3.1.2.	Staubtransport	76
3.2.	Protoplanetare Scheiben	80
3.2.1.	Erkenntnisse aus Experimenten in Schwerelosigkeit	80
3.2.2.	Berechnung der Driftgeschwindigkeiten	81
4.	Zusammenfassung & Ausblick	89
4.1.	Gasfluss im Boden	89
4.2.	Staubtransport	90
4.3.	Photophorese an Aggregaten	90
4.4.	Photophoretische Kräfte in einer Scheibe	91
4.5.	Ausblick	91
4.5.1.	REXUS	91
4.5.2.	Scheibenmodellierung	91
4.5.3.	Erweiterungsmöglichkeiten des LoPWiT	92
A.	Anhang	A
A.1.	Literatur	A
A.2.	Symbole & Konstanten	L
A.3.	Erklärung	R

1. Grundlagen

1.1. Motivation

Die Faszination der Physik beruht zum einem darauf die Welt möglichst einfach zu beschreiben und vorhersagen zu können, zum anderen darin möglichst viele Prozesse mit einem einzigen Modell zu erfassen. Eine Herangehensweise ist die Suche nach der „Weltformel“, mit Hilfe derer sich die Gesamtheit der Naturphänomene erklären lässt, dabei geht die größere Anwendungsbreite oft mit komplizierterer Anwendung auf den Einzelfall einher. Nach Adams (1979) lautet die Weltformel schlicht 42 – aber was lernt man daraus?

Um Einfachheit in der Beschreibung und Anwendung zu erreichen, sind Annahmen und Vereinfachungen nötig, die entscheiden, welche Prozesse bei dem betrachteten Problem eine Rolle spielen. Oft sind sogar schon Annahmen oder Vereinfachungen nötig um überhaupt eine analytische Beschreibung zu ermöglichen: die Bahnbewegung von Planeten lässt sich zum Beispiel nur dann exakt berechnen, wenn lediglich zwei Körper betrachtet werden (oder der Einfluss der Planeten untereinander vernachlässigt wird – dies ist dann nur noch geschlossen lösbar, aber streng genommen nicht mehr exakt). Dies ist die zweite Herangehensweise, mit der leichter zu verstehende Formeln für eng umrissene Probleme gesucht werden. Die Physik wird dazu in Gültigkeitsgebiete der verschiedenen Näherungen unterteilt, so dass bei dem Planetenbeispiel die Näherung nur dann sinnvoll ist, wenn die Planeten viel leichter als der Stern sind und ihre Abstände untereinander groß ist.

Eine Näherung für die Beschreibung von Gasströmungen ist zum Beispiel Gas als Kontinuum zu betrachten, also die Moleküldimensionen als unendlich klein gegenüber den betrachteten Größenskalen anzunehmen. Im anderen Extremfall werden die Moleküle als ballistische Teilchen betrachtet, die auf den betrachteten Dimensionen nur durch Stöße mit den Wänden nicht aber untereinander interagieren. Der erste Extremfall ist als Hydrodynamik und der zweite als freier molekularer Gasfluss bekannt. Beide werden durch theoretisch fundierte Modelle beschrieben, die durch Experimente überprüft wurden. Dazwischen liegt zwingenderweise ein Übergangsbereich. Dieser ist der Theorie nur schwer zugänglich und es treten Effekte auf, die die Vereinfachungen nicht so voraussagen können. Deswegen zeigt sich hier ein Bereich spannender Physik. Diese Arbeit handelt hauptsächlich von der Physik im Bereich dieses Übergangs und in der freien Molekularen Gasströmung.

Es geht in dieser Arbeit zudem um granulare Materie, ein weit verbreitetes Material; in der Natur findet man zum Beispiel Staub, Sand und auch ein signifikanter Anteil der Industrieprodukte liegt in granularer Form vor. Vom Haushalt über den Strand im Urlaub bis hin zu der Oberfläche anderer Planeten oder Material in den interstellaren Weiten: granulare Materie ist überall zu finden. Auch granulare Materie zeigt viele interessante und nicht unbedingt intuitive Effekte. (Jaeger et al., 1996)

Eine Beobachtung aus dem täglichen Leben ist zum Beispiel, dass die Paranüsse immer oben in der Müslipackung liegen. Dieser Effekt wird auch „Brasil-nut effect“ – also Paranus-Effekt – genannt und beruht zum Teil darauf, dass beim Schütteln Hohlräume entstehen, in die bevorzugt die kleineren Partikel fallen. Die größeren Partikel wandern somit im Umkehrschluss nach oben. Da der Effekt aber auch bei sehr kleinen Größenunterschieden auftritt, ist diese einfache Erklärung nicht vollkommen hinreichend. Das Phänomen ist bisher noch nicht komplett verstanden. (Rosato et al., 1987)

Ein mikrometergroßes Staubkorn hat eine vergleichbare Größe wie Licht sichtbarer Wellenlängen (ca. 400 nm–800 nm). Es hat bei etwa 60 mbar (in Luft und bei Raumtemperatur) auch die gleiche Größe wie die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle, daher befindet es sich sowohl was Lichtstreuung angeht als auch bei der Strömungsmechanik im Übergangsbereich.

Es gibt drei Bereiche der Lichtstreuung, die durch das Verhältnis von Wellenlänge zu Objektgröße getrennt werden: Ist das Teilchen viel größer als die Wellenlänge, wirft es einfach nur einen Schatten – man spricht von geometrischer Streuung. Ist das Teilchen viel kleiner als die Wellenlänge, ergibt sich die Rayleigh-Streuung – die nur von der Wellenlänge abhängt und besagt, dass kürzere Wellenlängen stärker gestreut werden als längere. Sind Wellenlänge und Teilchengröße nun aber ähnlich, hängt die Streuung sowohl von der Wellenlänge als auch von der Teilchengröße ab – dies ist der Bereich der Mie-Streuung (Mie, 1908). In diesem Bereich lässt sich aus den Streueigenschaften auf Eigenschaften der Teilchen schließen, weil das Verhalten stark vom Teilchen abhängt. Dieser Effekt wird zum Beispiel für die Bestimmung von Korngrößen bei Staubproben nutzbar gemacht, zum Beispiel beim *MASTERSIZER 3000*, einer kommerzieller Apparatur, mit der die in dieser Arbeit benutzen Proben vermessen wurden.

Die Kenntnisse über die Physik in Übergangsbereichen können so für Messungen und Anwendungen genutzt werden. Deswegen ist auch die Erweiterung der Kenntnis des Übergangsbereichs in der Gasdynamik wünschenswert, um die Vielzahl der miteinander verwandten Effekte zu verstehen. Die Effekte, die hier untersucht werden, sind in Abbildung 1.1 zusammengefasst. Wichtig ist dabei vor allem, dass sobald Temperaturgradienten entstehen, diese auch mit Gasströmungen verknüpft sind – wird in Sektion 1.5 detailliert erklärt.

Im Folgenden wird zuerst darauf eingegangen, unter welchen Bedingungen Vorgänge durch den Übergangsbereich beschrieben werden müssen und wo diese Bedingungen auftreten. Danach wird kurz auf die Hydrodynamik und den freien molekularen Gasfluss eingegangen. Anschließend werden die verschiedenen Effekte diskutiert. Da die Bedingungen

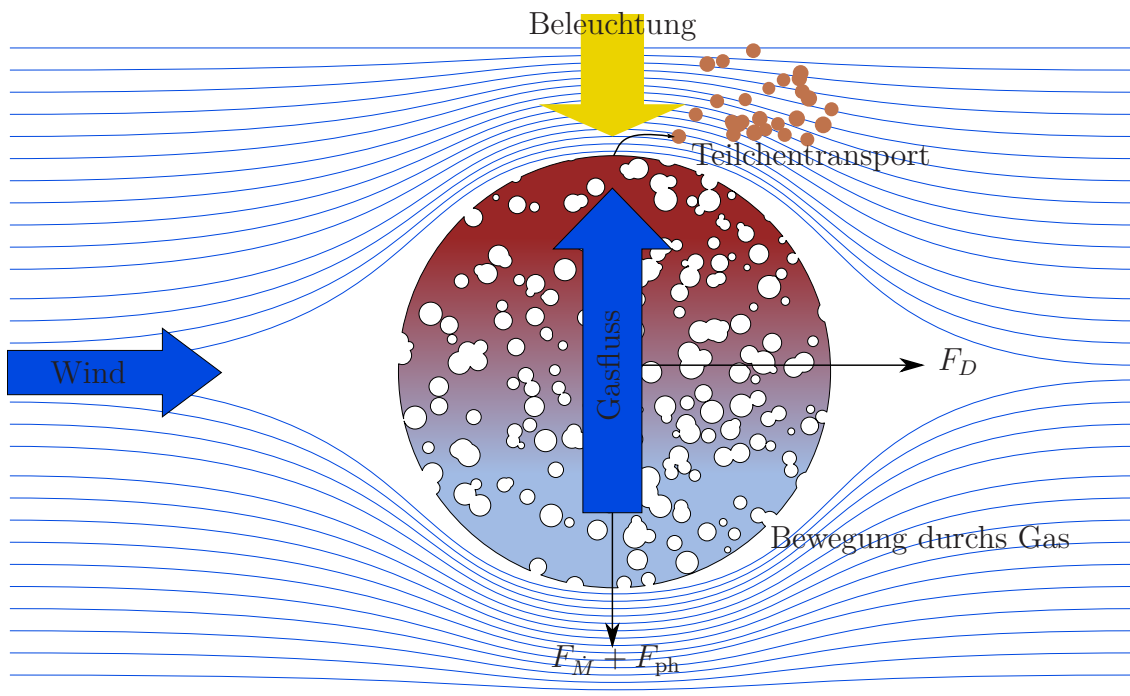


Abbildung 1.1. – Darstellung der verschiedenen in dieser Arbeit betrachteten Effekte auf einen porösen Körper in einem verdünnten Gas. Durch die Beleuchtung entsteht ein Temperaturgradient, der einen Gasfluss innerhalb des Teilchens induziert. An der Oberfläche spielen der Wind und der Licht-induzierte Gasfluss zusammen und es kommt zum Teilchentransport. Die Kräfte auf den Körper können analysiert werden um die Bewegung des Körpers durch das Gas zu berechnen. Sind viele andere Teilchen zwischen dem betrachteten Teilchen und der Lichtquelle, muss die Lichtabschwächung in der Teilchenwolke zusätzlich berücksichtigt werden. Bewegt sich der Körper durch das Gas, strömt dieses um ihm herum und bei porösen Körpern auch hindurch. Dadurch erfährt der Körper Luftwiderstand (F_D). Zudem wirken noch die Kräfte aus Photophorese und Gasfluss (F_{ph} und F_M).

eher im Rahmen der Astrophysik auftreten, werden zuletzt die Möglichkeiten geeigneter Experimentierplattformen für Analogexperimente und Analogmaterialien dargestellt.

1.2. Wichtige Begriffsdefinitionen

Da es hier viel um granulares Material geht, werden zuerst einmal verschiedene Begriffe definiert. Oft liegt Material in Form von Aggregaten – eine Ansammlung von Einzelpartikeln, die ein Teilchen bilden – vor. Ein einzelnes Partikel wird auch als Monomer bezeichnet. Ist es unerheblich, ob es sich um ein Aggregat oder ein Monomer handelt, wird hier der Begriff Teilchen verwendet.

Man unterscheidet die Teilchen auch nach der Größe: Größere Gebilde (ab ca. Metergröße) werden auch zuweilen Körper genannt. Staub ist Material, welches bis ca. 20 μm groß ist und damit leicht als Aerosol in der Luft gehalten wird. Sand hingegen bezeichnet das Material, welches nicht als Aerosol in Suspension geht, aber sich noch durch aeolische Prozesse (Wind) bewegen lässt.

Teilchen kann allerdings auch die Bedeutung Atom oder Molekül tragen. Um Verwirrung zwischen diesen Begriffen zu vermeiden wird deswegen in dieser Arbeit der Begriff Teilchen nicht für Atome und Moleküle benutzt, sondern nur der Begriff Molekül – dieser dann aber auch für einatomige Moleküle also Atome. Eine Ausnahme hierzu bildet der feststehende Begriff Teilchendichte.

1.3. Definition und Vorkommen des Übergangsbereiches

Der Übergangsbereich zwischen Kontinuums-Hydrodynamik und freiem molekularem Gasfluss ist gekennzeichnet durch ein bestimmtes Verhältnis von Objektgröße L zur mittleren freien Weglänge λ

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{L}. \quad (1.1)$$

Die mittlere freie Weglänge ist die Strecke, die ein Gasmolekül im Mittel zwischen Stößen zurücklegt. Sie lässt sich ausdrücken durch

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{k_B T}{\sqrt{2}p\sigma} \quad (1.2)$$

mit der Teilchendichte $n = p/k_B T$ (ideales Gasgesetz) und dem Wirkungsquerschnitt σ der Gasmoleküle (Chapman und Cowling, 1990, S. 88).

Die Knudsen-Zahl ist als Maß für die Unterscheidung der Bereiche definiert. Dabei geben hohe Knudsen-Zahlen $\text{Kn} \gg 1$ an, dass die Stöße zwischen den Gasmolekülen vernachlässigt werden können und niedrige Knudsen-Zahlen $\text{Kn} \ll 1$ erlauben es das Fluid als kontinuierliches Medium zu betrachten.

Für Luft unter Standardbedingungen (20 °C und 1013 mbar) ist die mittlere freie Weglänge etwa 68 nm (nach Gleichung 1.2 und Moleküldurchmesser aus Tabelle 1.1 erhält man für Stickstoff 62 nm). Daher ist die Kontinuumsnäherung auf der Erdoberfläche für alle Längen, die größer als einige Mikrometer sind, erfüllt. Bei der Chipherstellung wird aber auf solch kleinen Längen gearbeitet, sodass dort der freie molekulare Gasfluss Anwendung findet. Außerdem verliert die Kontinuumsnäherung bei geringen Drücken ihre Gültigkeit; bei 1 mbar ist die Weglänge schon 680 µm, die daraus resultierenden Effekte sind zum Beispiel für Aerosole in der oberen Erdatmosphäre von Bedeutung (Cheremisin et al., 2005).

Passende Kombinationen von Teilchengröße und Druck existieren auf dem Mars ($p \approx 0.3 - 12$ mbar an der Oberfläche) oder in einer protoplanetaren Scheibe (siehe Sektion 1.3.1), beide werden im Detail betrachtet, da sie die hauptsächlichen Anwendungsgebiete dieser Arbeit bilden. Passende Drücke von einigen Pascal können außerdem auf ausgasenden Kometen entstehen (Gombosi et al., 1985; Blum et al., 2014).

1.3.1. Protoplanetare Scheiben

Protoplanetare Scheiben sind die Entstehungsgebiete eines Sonnensystems. Sie entstehen wenn ein Teil einer Molekülwolke unter ihrer eigenen Gravitation kollabiert. Dabei bildet sich im Zentrum ein Stern und aufgrund der Drehimpulserhaltung entsteht eine Scheibe um den Stern (siehe Abbildung 1.2). (Kley, 2009)

Ein Kollaps findet bei einer Masse der Wolke über der Bonnor-Ebert Masse M_{BE} statt. (Ebert, 1955) Die nötige Masse in einer äußeren Umgebung mit dem Druck p hängt von der Temperatur T und der Molekülmasse m ab

$$M_{BE} = \sqrt{\frac{17.6}{4\pi}} \frac{k_B^2 T^2}{p^{\frac{1}{2}} G^{\frac{2}{3}} m^2}, \quad (1.3)$$

G bezeichnet hierbei die Gravitationskonstante.

In einer Molekülwolke, die mehrere Parsec* groß ist, gibt es dichtere Gebiete, die man als Klumpen (englisch „clumps“) bezeichnet. In diesen Gebieten kann es vorkommen, dass ein kleiner Teil eine gravitativ gebundene Einheit namens Kern bildet. Diese Kerne haben eine Ausdehnung von 0.03 pc – 0.2 pc. Ein Kern kann unter seiner Eigengravitation zu einer Scheibe (mit 100 AU – 1000 AU Durchmesser) kollabieren; da sich der Abstand zum Drehmittelpunkt verringert, muss die Drehgeschwindigkeit entsprechend der Drehimpulserhaltung zunehmen. Entlang der Drehimpulsachse kann die Wolke komplett kollabieren, aber senkrecht dazu wird sie durch die Fliehkräfte aufgehalten, was zur Entstehung einer Scheibe um den zentralen Stern – der hierbei auch entsteht – führt. Der Vorgang ist im Detail deutlich komplexer, da zudem die Turbulenz der Wolke und Magnetfelder eine Rolle spielen. (Bergin und Tafalla, 2007)

* Eine Parallaxensekunde Parsec (pc) = 206265 AU = $3.1 \cdot 10^{16}$ m und bezeichnet die Entfernung bei der der Abstand Erde – Sonne eine Bogensekunde ($1/3600^\circ$) groß erscheint.

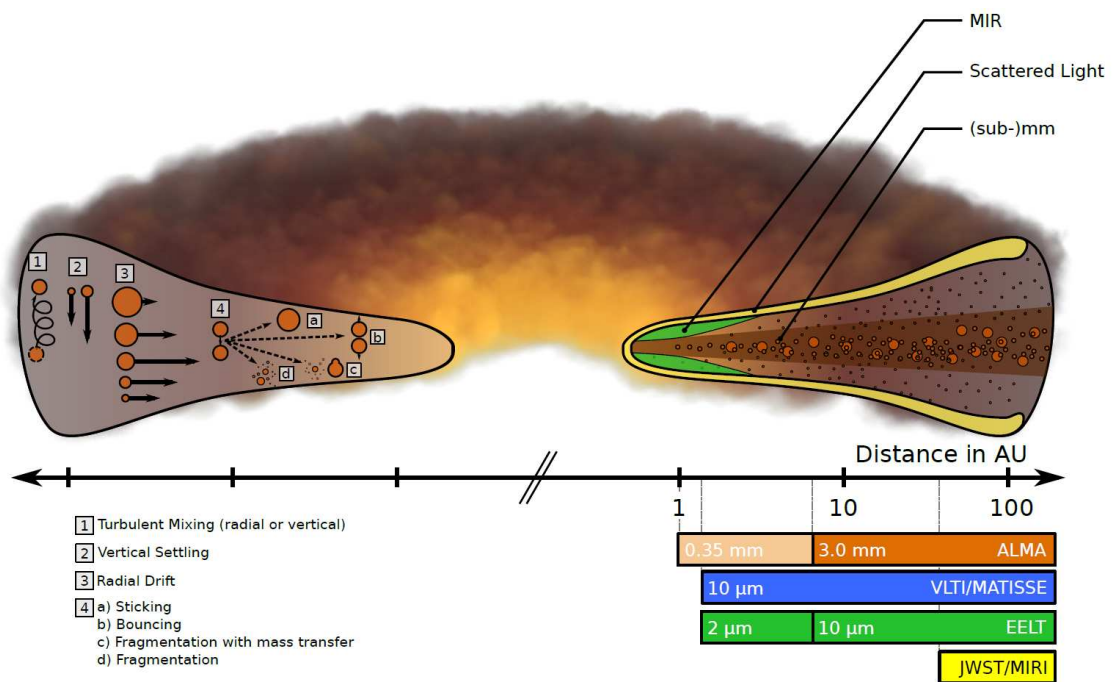


Abbildung 1.2. – Darstellung der Struktur, Staubentwicklungsprozesse und Beobachtungsmöglichkeiten in einer protoplanetaren Scheibe um einen Stern. Links sind die Transportmechanismen und Kollisionen gezeigt, wobei die Länge der Pfeile die Geschwindigkeit darstellt. Rechts sind die Gebiete nach den Beobachtungsmöglichkeiten gekennzeichnet. Auf der Achse ist die Entfernung zum Stern logarithmisch aufgetragen. Die horizontalen Balken zeigen die räumliche Auflösung, die mit verschiedenen Beobachtungsmöglichkeiten bei den nächsten Sternentstehungsgebieten erreicht wird. Bild und Beschreibung aus Testi et al. (2014).

Es wird allgemein angenommen, dass eine protoplanetare Scheibe aus Gas und Staub im Verhältnis 100/1 besteht. Durch den Staub ist die Scheibe für Infrarotstrahlung und in optischen Wellenlängen größtenteils undurchlässig. (Testi et al., 2014)

Beobachtung protoplanetarer Scheiben

Es gibt viele Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben, die Aufschluss über Größe, Form, Gas- und Staub-Masse, Temperaturverteilung, etc. geben (zum Beispiel van der Marel et al. (2015) oder im Review Williams und Cieza (2011)). Allerdings sind Beobachtungen der Planetenentstehung schwieriger; die einzige Informationsquelle sind elektromagnetische Wellen und oft sind die Objekte so weit entfernt, dass sie sich nicht räumlich auflösen lassen. Die ALMA Partnership et al. (2015) erreichten mit ALMA eine Auflösung von 25 Millibogensekunden, bei der nahen Scheibe HL Tau – dies entspricht einer Auflösung von 3.5 AU. Alternativ sind spektrale Analysen möglich, aus denen auch viele Informationen abzuleiten sind, da Absorptions- und Emissionslinien charakteristische Marker für verschiedene Materialien sind. Auch über die Messung des gestreuten Lichtes (im Mie-Bereich) lassen sich Informationen gewinnen. (siehe auch Reviews Testi et al. (2014), Dutrey et al. (2014) und Andrews (2015 preprint))

Als Einschränkung ist zu beachten, dass die meisten Features bei Mehrfachstreuung nicht mehr sichtbar oder auswertbar sind. Deswegen lassen sich nur optische dünne Bereiche beobachten oder Beobachtungen bis zu der Tiefe aus der noch ungestreutes Licht kommt machen. Nur Strahlung der passenden Wellenlänge, die in genügender Intensität von dem Objekt ausgeht und die zudem für erdgebundene Beobachtung nicht von der Atmosphäre absorbiert wird, kann hierbei benutzt werden.

Durch diese Einschränkungen lässt sich nur in bestimmten Wellenlängenbereichen Informationen über die protoplanetaren Scheiben und den Prozess der Planetenentstehung gewinnen. Die Folge davon ist, dass nur Teilchen bis zu einigen Zentimetern der Messung zugänglich sind: Kleinere Teilchen streuen durch ein größeres Oberflächen- zu Massenverhältnis mehr Licht. Zudem kann die Wellenlänge der Strahlung mit der Teilchengröße übereinstimmen. Somit können mit ALMA Zentimeter-Teilchen nachgewiesen werden (Espaillat et al., 2014). Größere Wellenlängen als die 2.9 mm von ALMA stehen nicht zur Verfügung und die Masse der Teilchen müsste enorm sein, damit genügend streuende Oberfläche für ein nachweisbares Signal vorhanden ist. Danach ist erst wieder die Detektion eines Planeten möglich, entweder indirekt oder für Gasriesen auch teilweise direkt fotografisch. Der bisher kleinste nachgewiesene Planet hat eine Größe von 0.303 Erdradien (1980 km) und wurde indirekt über Transits* nachgewiesen (Barclay et al., 2013). Die komplette Planetenentstehung zwischen Zentimetern und mehreren tausend Kilometern ist der Beobachtung nicht direkt zugänglich!

* Bei einem Transit, das heißt wenn ein Planet zwischen seinem Stern und dem Beobachter vorbeizieht, wird der Stern um einen Bruchteil dunkler. Misst man die Helligkeit des Sterns über einem längeren Zeitraum und überlagert sie mit der passenden Periode, so kann man dieses sehr schwache Signal nachweisen.

Eine indirekte Beobachtungsmöglichkeit für eine Ansammlung von Teilchen die sonst nicht detektierbar wären sind dynamische Effekte, die durch die Anwesenheit dieser Teilchen verursacht werden. Diese indirekten Beweise umfassen Strukturen wie Spiralarme, Dichteschwankungen oder Asymmetrien in der Scheibe, die sich in verschiedenen Wellenlängen zeigen. Allerdings gibt es verschiedene Erklärungsansätze, wie die Strukturen zustande kommen und nur Planeten (oder in einem engen Raum gebundene Teilchenansammlungen) von einigen Erdmassen können der Scheibe detektierbare Strukturen aufprägen. (Baruteau et al., 2014)

Aufgrund dieser Einschränkungen ist die Planetenentstehung noch nicht komplett verstanden und die Theorie muss sich auf die beobachtbaren Spektren, auf Simulationen und Analogexperimente stützen. Simulationen, die die Größenskalen von Staubkörnern bis zu astronomischen Skalen umfassen, sind allerdings nicht ohne weitere Vereinfachungen möglich. Jedoch gibt es eine Vielzahl von Simulationen die Teile oder auch komplette Scheiben simulieren (siehe zum Beispiel Reviews Dullemond et al. (2007) und Dutrey et al. (2014)). Bei Laborexperimenten sind bisher Kollisionen von Körpern bis dezimeter Größe untersucht worden (Deckers und Teiser, 2013). Daher gibt es hier noch viele offene Fragestellungen und Kontroversen.

Scheibendynamik

In einer protoplanetaren Scheibe existieren viele verschiedene Prozesse, eine kurze Übersicht ist in Abbildung 1.2 gezeigt und eine Erklärung im Text (siehe auch Kley (2009)) folgt. Die wichtigsten Prozesse werden danach noch im Detail erläutert.

Die Scheibe wird vom zentralen Stern beleuchtet und aufgeheizt. Sie rotiert um den Stern und durch die Viskosität des Gases wird kinetische Energie umverteilt und dissipiert; dadurch akkretiert der Stern Masse von der Scheibe. Durch die Ionisation, die durch Beleuchtung und Temperatur ausgelöst wird, kann es zur Magneto-Rotations-Instabilität kommen (Details zum Beispiel in Armitage (2011)). Das ionisierte Gas hält das Magnetfeld fest und wickelt es durch die Rotation auf. Aus diesem Prozess entsteht dann Turbulenz in den Teilen der Scheibe, in denen das Gas hinreichend ionisiert ist. Nahe am Stern ist durch die hohe Temperatur alle Materie gasförmig. Nach außen nimmt die Temperatur bis auf etwa 10 K ab, sodass in der Scheibe zuerst die Metalle und Silikate kondensieren und es dann verschiedene Snowlines gibt. Snowlines nennt man die Grenzen, bei denen gewisse Materialien ausfrieren, dazu gehören insbesondere die relativ häufigen Moleküle H_2O , CO_2 und CO . Oft wird auch nur die Wasser Snowline als Snowline bezeichnet, andere Grenzen nennt man dann Kondensationslinien. (Pontoppidan et al., 2014)

Zusätzlich zum Gas existieren Feststoffe in der Scheibe. Teilchen mit einer Größe von bis zu einem Mikrometer befinden sich schon im interstellaren Medium, diese Teilchen können entweder den Kollaps überdauern, oder sie evaporieren bei den Temperaturen des Kollaps und kondensieren später wieder (für eine Übersicht über die Staubgrößen und deren Nachweis sei auf den Review von Draine (2003) verwiesen). Zusätzlich zu dem Staub, mit dem die hitzebeständigen Bestandteile (Sublimationstemperatur ≥ 1000 K) bezeichnet

werden, gibt es noch volatile Komponenten, deren Sublimationstemperatur deutlich unter 1000 K liegt. Diese können im Inneren der Scheibe in der Gasphase oder aber weiter außen, wo die Temperatur niedrig genug wird, als Eis vorliegen. Die Masse dieser ausfrierbaren Komponenten wird zu $\sim 2\text{--}4$ mal der Staubmasse abgeschätzt (Pontoppidan et al., 2014). Zudem kann es zu starken Erhöhungen dieses Verhältnisses an den Snowlines kommen, Stevenson und Lunine (1988) schätzen eine Erhöhung der lokalen Massendichte von 1–2 Größenordnung ab.

Um protoplanetaren Scheiben und Planetenentstehung zu verstehen, ist ein Verständnis vieler Prozesse nötig. Als erstes wird kurz über Modelle zu Form, Temperatur und Druckverteilung in der protoplanetaren Scheibe eingegangen. Danach wird die Bewegung der Staubteilchen dargestellt. Als letztes werden die Wachstumsprozesse der Teilchen beschrieben.

Modelle protoplanetarer Scheiben geben einen Verlauf des Druckes, der Temperatur, Staubbichte und ähnliches in Abhängigkeit von der radialen Entfernung zum Stern r und der Höhe über der Scheibenmitte z an. Das bekannteste und oft genutzte Modell für unser Sonnensystem ist der Minimum-Mass-Solar Nebula (MMSN) von Hayashi et al. (1985): Dabei wird die Masse der Planeten gleichmäßig um ihre Bahn verteilt und genug Gas hinzugefügt, um das im interstellaren Medium beobachtete Elementenverhältnis von Cameron (1973) zu erreichen. Dadurch lassen sich der Druck p und die Temperatur T in der Mittelebene der Scheibe abhängig von der Entfernung zum Stern r als einfache Potenzgesetze beschreiben:

$$p(r) = \frac{1 \text{ Pa}}{\left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{3.75}} \quad (1.4)$$

$$T(r) = \frac{280 \text{ K}}{\left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^{0.5}}, \quad (1.5)$$

hierbei bezeichnet AU die Astronomische Einheit. Sie ist eine Konstante, die dem mittleren Abstand Erde Sonne entspricht.

Es gibt auch weit verfeinerte Scheibenmodelle, welche auch die Snowlines und vertikale Ausdehnung berücksichtigen. Es kommt an den Snowlines durch Kondensation und Evaporation zu Druckminima sowie Druckmaxima und darin zu erhöhten Teilchendichten, was für die Entwicklung der Scheibe von Bedeutung sein kann. (Johansen et al., 2009; Armitage, 2011)

Die Bewegung von Teilchen ist von zentraler Bedeutung für die Entwicklung der Scheibe und das Planetenwachstum. Die feste Materie der Scheibe sedimentiert zur Mittelebene und bewegt sich unter dem Einfluss von Turbulenz, Brown'scher Bewegung und Drift (Weidenschilling, 1980), zudem wird sie teilweise vom Stern beleuchtet, wodurch weitere Kräfte wie Photophorese und Strahlungsdruck entstehen (siehe Sektion 1.5).

Da die Teilchen im Gegensatz zum Gas nicht vom Druckgradienten gestützt werden, spüren sie – durch das langsamer rotierende Gas gebremst – eine Kraft in Richtung Stern. Für sehr kleine Teilchen verschwindet diese Kraft, weil sie gut ans Gas koppeln, und somit hauptsächlich der Gasbewegung folgen. Planeten und Planetesimale sind mit einigen Kilometern groß genug, dass sie auf Keplerbahnen rotieren und die Gasreibung sie kaum beeinflusst. Dazwischen aber – um etwa einem Meter Größe – driften die Körper mit mehreren zehn Metern pro Sekunde in Richtung Stern. (Weidenschilling, 1977)

Größere Teilchen brauchen länger um ans Gas zu koppeln, sie können also in turbulenten Wirbeln aus dem Wirbel getragen werden und somit Geschwindigkeiten relativ zum Gas erhalten. Als Maß wird die Ankoppelzeit τ_f definiert, die angibt, wie lange ein Körper braucht um seine Geschwindigkeitsdifferenz zum Gas auf $1/e$ der Anfangsdifferenz abzubauen. Diese Zeit hängt natürlich auch von der Art der Gasreibung (siehe Abschnitt 1.4.2) ab. Außerdem bewirkt die Brown'sche Bewegung bei kleinen Teilchen eine Relativgeschwindigkeit zum Gas und zwischen einzelnen Teilchen. (Weidenschilling und Cuzzi, 1993)

Aufgrund dieser Überlegungen haben Weidenschilling und Cuzzi (1993) die Relativgeschwindigkeiten zwischen verschiedenen Körpern berechnet, das Ergebnis ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Durch diese Relativgeschwindigkeiten kommt es zu Stößen zwischen den Teilchen, die je nach Stoßpartnern verschieden schnell und verschieden häufig sind.

Wachstums- und Erosionsprozesse werden im Folgenden diskutiert um ein Verständnis des Planetenwachstums zu ermöglichen. Es gibt zwei betrachtete Wachstums-Szenarien zum einen durch Kollisionen und zum anderen durch Gravitationsinstabilitäten.

Ein häufig benutztes Kollisionsmodell ist in Windmark et al. (2012) dargestellt. Beim Kollisionswachstum stoßen zwei Staubeilchen und bleiben aneinander haften, was für das anfängliche Wachstum von mikrometergroßen Aggregaten effizient funktioniert. Dieses Wachstum führt zu porösen Aggregaten (Blum und Wurm, 2008).

Es gibt insbesondere zwei Probleme, die in dem Modell schwierig zu überwinden sind, und im Modell und Experiment sichtbar werden. Ab gewissen Größen setzen neue Prozesse ein, die weiteres Wachstum effektiv bremsen oder gar verhindern.

Die eine ist die „Bouncing“-Barriere. Ab einer Größe von etwa einem Zentimeter haften die Aggregate bei Kollisionen nicht mehr aneinander, sondern prallen einfach nur voneinander ab. Dies führt dazu, dass in vielen Simulationen nur millimetergroße Teilchen entstehen. Die Einführung größerer Teilchen in dieses Reservoir kann dazu führen, dass diese größeren Teilchen weiter an Masse gewinnen. (Windmark et al., 2012)

Die andere Grenze ist die Meter-Barriere. Hier ist das Problem, dass der Körper sehr schnell nach innen driftet, 1 AU in 100 Jahren, wodurch sie schnell für weitere Wachstumsprozesse verloren gehen, da sie im Stern landen. Außerdem haben sie durch die Drift eine hohe Geschwindigkeit in Relation zum Gas und damit auch hohe Kollisionsgeschwindigkeiten mit anderen Körpern. (Weidenschilling, 1977)

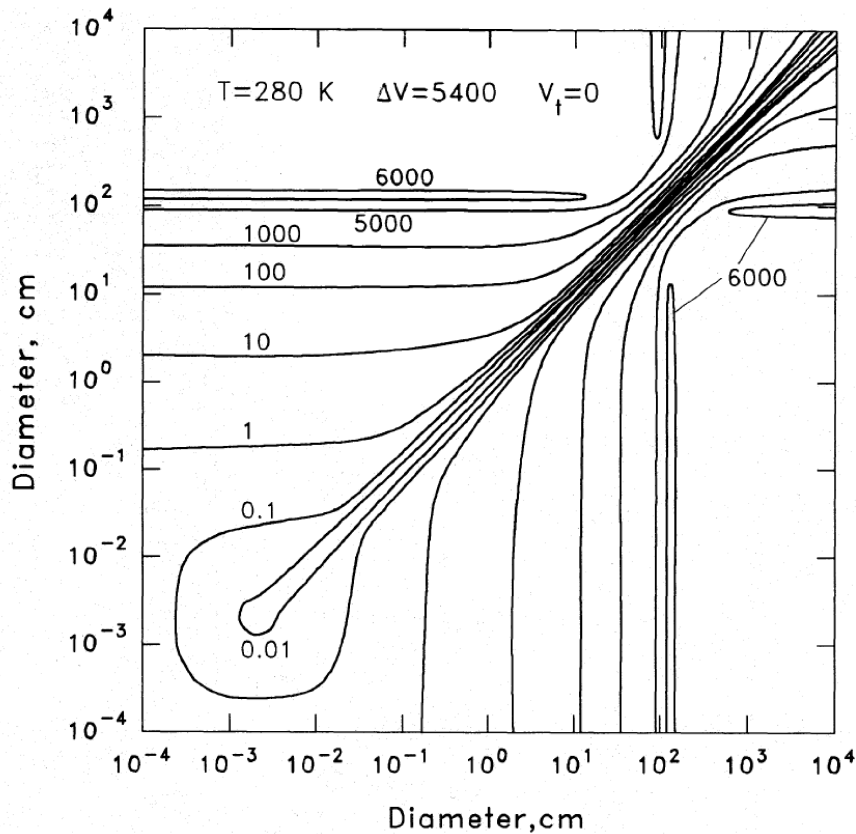


Abbildung 1.3. – Relativgeschwindigkeiten zwischen zwei Körpern der Dichte 1 g/cm^3 , für den MMSN von Hayashi et al. (1985) bei $r = 1 \text{ AU}$, $T = 280 \text{ K}$, auf der Mittelebene ($z = 0 \text{ AU}$), mit der Gasdichte $\rho_g = 1.4 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^3$, und der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gas und Keplergeschwindigkeit $\Delta V = 5400 \text{ cm/s}$. Die Turbulenz wurde hier vernachlässigt (im Plot als $v_t = 0$). Aus: Weidenschilling und Cuzzi (1993).

Hohe Kollisionsgeschwindigkeiten führt zu Erosion und Fragmentation, da Kollisionen mit hohen Geschwindigkeitsdifferenzen eher destruktiv sind. Jedoch ist bei sehr unterschiedlichen Kollisionspartner noch Wachstum möglich, da das kleinere Teilchen in den größeren Körper eindringt und die Energie des Einschlages durch Kompaktierung des größeren Körpers und Fragmentation des kleinen Teilchens dissipiert werden kann. Der Einfluss von Eis, weil Eis besser haftet und viel Energie bei der Brechung der Bindungen umgewandelt wird, kann zudem größere Wachstumsraten als bei Staub erklären und die Erosionsgrenze zu größeren Geschwindigkeitsdifferenzen verschieben. (Blum und Wurm, 2008)

Das andere Wachstums-Szenario nennt sich Gravitationsinstabilität. Hier wird davon ausgegangen, dass eine so hohe lokale Massendichte erreicht wird, dass die gegenseitige gravitative Anziehung die Teilchen in dem Bereich zu einem Körper zusammenzieht und bindet. Die benötigte Massendichte, um die inneren Planeten durch diesen Ansatz zu erklären sowie die Voraussetzungen, die nötig sind, damit eine Materialansammlung unter

der Eigengravitation gebunden bleibt und nicht durch Turbulenz oder andere Effekte wieder aufgelöst wird, sind nicht leicht zu erreichen. Jedoch reichen hier zentimeter- bis dezimetergroße Körper, sodass die Meterbarriere und eventuell auch die Bouncing Barriere weniger problematisch sind. (Chiang und Youdin, 2010)

Entwicklungsphasen einer Scheibe

Beobachtungen zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass Sterne eine Scheibe haben, mit dem Sternalter abnimmt. Ein gängiger Wert ist, dass nur noch 10 % der Sterne nach 10 Myr noch eine Scheibe haben. Allerdings stammen die Messungen von Sternen, die zu einem dichten Cluster gehören. Deswegen können die Sterne die Scheiben durch äußere Einflüsse schneller verloren haben als das bei den häufigeren Feldsternen – die sich nicht in einem Cluster befinden – der Fall ist. Damit ist es auch denkbar, dass Feldsterne zu 50 % noch nach 10 Myr eine Scheibe haben. (Pfalzner et al., 2014) Die Scheibe muss also durch einen oder mehrere Prozesse mit der Zeit aufgelöst werden. Es werden verschiedene Stadien der Auflösungsprozesse unterschieden:

Die Transitional Disk kann aus unterschiedlichen Gründen entstehen. Die beiden prominentesten sind der Einfluss eines massiven Planeten oder die Evaporation der Scheibe durch hoch-energetische Strahlung des Sterns. Diese UV- und Röntgenstrahlung des Sterns kann Gasmoleküle bis über die Fluchtgeschwindigkeit beschleunigen und die Masse der Scheibe somit verringern. Wird jetzt durch die Akkretion in einem Bereich weniger Material nachgeliefert, als durch die Strahlung das System verlässt, so wird die Scheibe an der Stelle dünner. Das Material, das innerhalb des Radius – bei dem die Evaporation stattfindet – liegt, akkretiert dann auf den Stern, sodass sich im Inneren der Scheibe ein „Loch“ bildet. Dieses Loch zeigt sich in Beobachtung als ein Gebiet, in dem deutlich weniger Staub und auch Gas zu finden sind. Aus diesem Grund ist der Bereich durchsichtiger. Dadurch kann die Strahlung nun weiter nach außen vordringen und dort den Rand der Scheibe weiter erodieren, wodurch das Loch an Größe zunimmt. Alternativ kann das Ausdünnen der Scheibe und auch ein Auftrennen in einen inneren und äußeren Teil durch einen Gasplaneten verursacht werden. Da der Bahnradius, bei dem diese Effekte auftreten klein ist (einige AU), so ist auch die Zeitskala der Entstehung und Lebensdauer einer Transitional Disk klein* und die Übergangsphase somit relativ kurz (wobei Werte von 10^5 Jahren bis zur Lebensdauer der Scheibe selbst in der Literatur vorkommen). (Andrews, 2015 preprint; Alexander et al., 2014; Espaillat et al., 2014)

Die Debris Disk ist ein Begriff für Scheiben, bei denen das Gas schon evaporiert wurde, es aber nachweislich noch größere Mengen Staub gibt. Diese Staubteilchen können vor allem durch Kollisionen von nicht nachweisbaren größeren Körpern entstehen und

* Die dynamische Zeitskala – der natürliche Zeitschritt für kleine Veränderungen – entspricht der Umlaufzeit. Die Umlaufzeit für Jupiter bei ca 5.2 AU ist zum Beispiel etwa zwölf Jahre – eine für astronomische Verhältnisse kurze Zeitspanne.

brauchen lange um die Scheibe komplett zu verlassen. Jedoch müssen beobachtbare Debris Disks mindestens einen Faktor 10 mehr Staubmasse aufweisen als der Kuipergürtel. (Wyatt, 2008)

1.3.2. Die Marsoberfläche

Der Mars – unser direkter Nachbarplanet – hat schon immer das Interesse der Menschheit geweckt*. Von Beobachtungen mit bloßem Auge in der Antike, bis hin zu den Orbitalern und Landern wurde viel Wissen über den Mars zusammengetragen (Kieffer et al., 1992). Im Folgenden werden die auf dem Mars herrschenden Bedingungen dargestellt.

Mars ist ein staubiger Planet – ein Großteil der Oberfläche ist mit Staub und Sand bedeckt. Hinzu kommen felsige Gebiete und die (CO₂)–Eiskappen an den Polen. Wegen dieser staubdominierten Oberfläche spielt der Staub auch für die Atmosphäre eine große Rolle, da er die Transparenz der Atmosphäre und das Klima beeinflusst.

Tabelle 1.1. – Vergleich zwischen Mars und Erdbedingungen (Daten aus Williams (2015) und Knoll et al. (1935)[S.3, gemittelte Werte aus den dort zitierten Messungen der Molekülradien])

Größe	Einheit	Symbol	Erde	Mars	Verhältnis [%]
Fallbeschleunigung	[m/s ²]	g	9.81	3.69	37.6
mittlere Oberflächentemperatur	[K]	T	295	210	71.2
Maximale Sonneneinstrahlung	[kW/m ²]	I_{\max}	1.412	0.717	51
Hauptkomponente der Atmosphäre			N ₂	CO ₂	
Molekülmasse	[u]	m	28.96	44.01	152
Wirkungsquerschnitt	[10 ⁻²⁰ m ²]	σ	32.4	38.3	118

Auf dem Mars herrschen deutlich andere Umgebungsbedingungen als auf der Erde (siehe auch Tabelle 1.1). Zum einen ist es deutlich kühler auf der Marsoberfläche (Der Mars ist weiter von der Sonne entfernt und erhält somit weniger Sonneneinstrahlung), zum anderen ist der Mars kleiner und hat deswegen eine geringere Schwerkraft (nur 1/3 von der Erde) - dadurch ist die Atmosphäre deutlich schlechter an den Mars gebunden. Es ist deshalb nicht erstaunlich, dass der Atmosphärendruck auf der Oberfläche im Mittel nur 6 mbar beträgt. Auch die Atmosphärenzusammensetzung unterscheidet sich. Während die Erdatmosphäre von Stickstoff dominiert wird, besteht die Marsatmosphäre fast ausschließlich aus CO₂. (Kieffer et al., 1992)

Unter diesen Bedingungen ist flüssiges Wasser thermodynamisch nicht stabil. An der Oberfläche gibt es Wassereis ganzjährig am Südpol (Bibring et al., 2004) und saisonal auch in einigen tiefen Kratern und Canyons in höheren Breitengraden (Vincendon et al., 2010). Allerdings existieren deutliche Indizien durch Minerale, die nur unter Einfluss von

* Es wird auch schon über die Möglichkeit bemannter Flüge zum Mars nachgedacht. Zum Beispiel: www.mars-one.com, die eine permanente Siedlung auf dem Mars bis 2025 errichten wollen.

flüssigem Wasser entstehen, so dass Wasser auf dem Mars vorhanden gewesen sein muss (Carter et al., 2015). Es gab also in der Vergangenheit vom Mars vorraussichtlich Bedingungen, die deutlich unterschiedlich zu den jetzigen waren, damit flüssiges Wasser auf der Oberfläche vorhanden sein konnte (Jakosky und Phillips, 2001). Während des Zusammenschreibens dieser Arbeit wurden von Ojha et al. (2015) Spektren hydratisierter Salze, die sich im Laufe des Jahres verändern, nachgewiesen. Dies ist ein deutlicher Nachweis für flüssiges Wasser auf dem Mars, da durch die Salze der Gefrierpunkt weit genug herabgesetzt werden kann und so die saisonalen Veränderungen am Besten erklärt werden können.

Es wird davon ausgegangen, dass in der Vergangenheit des Mars der Druck an der Oberfläche deutlich höher war und dadurch flüssiges Wasser stabil gewesen sein könnte. Das würde dann die verbreiteten fluvialen (durch Flüssigkeit erzeugten) Formationen auf der Oberfläche erklären (Carr, 2012).

Viele aeolische (durch Wind verursachte) Aktivitäten wurden beobachtet: verschiedene Arten von Dünen, helle und dunkle Windstreifen – hinter Hindernissen wird durch den Wind Material abgetragen und/oder deponiert, dadurch kommt es zu streifenförmigen Änderungen im Aussehen des Bodens (Greeley et al., 1992), Staubeufel (Balme und Greeley, 2006) und sogar große bis planetenweite Staubstürme (Wang und Richardson, 2015). Jedoch ist es bei dem niedrigen Umgebungsdruck (ca. 1% des Atmosphärendrucks der Erde) nicht einfach Staubteilchen zu bewegen (Kieffer et al., 1992).

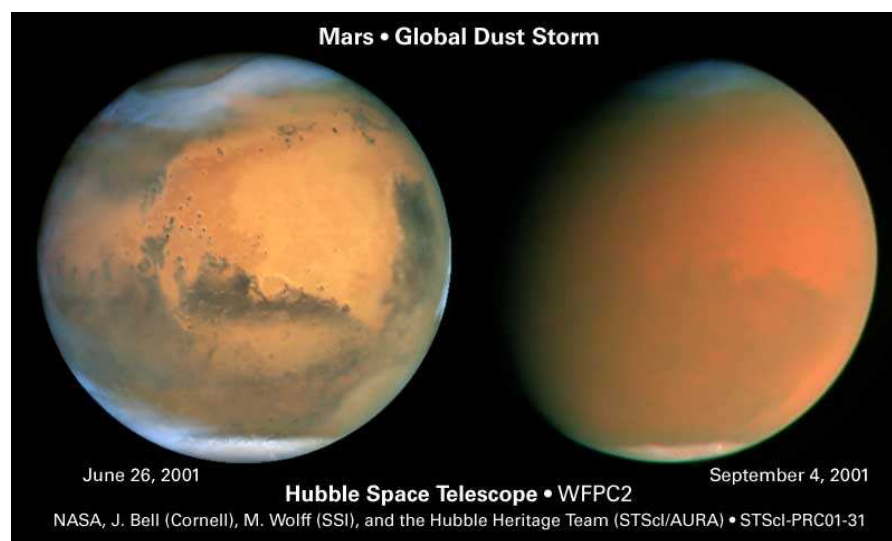


Abbildung 1.4. – Foto des Hubble Space Teleskops vom Mars. Auf dem linken Bild ist die Oberfläche des Mars deutlich zu erkennen. Auf dem rechten Bild sieht man, dass fast die gesamte Oberfläche von Staub in der Atmosphäre verdeckt wird. (Bildquelle siehe Bild)

Durch die globalen Staubstürme kann der Staub die Atmosphäreneigenschaften deutlich dominieren, siehe Abbildung 1.4. Die gemessenen Windgeschwindigkeiten sind jedoch zu gering, um die in der Atmosphäre gemessenen Staubmassen vollständig zu erklä-

ren. Deswegen werden weitere Mechanismen, die Staub in der Atmosphäre erzeugen beziehungsweise halten, gesucht (Wurm et al., 2008).

Es gibt auch andere Ursachen für Veränderung auf dem Mars. Geologisch junge Erosionsrinnen, bei denen Aktivität nachweisbar ist, wurden in polaren Regionen gefunden. Diese Veränderungen, die die Bewegung von hunderten Kubikmetern Sand benötigen, lassen sich durch Bildung und Auftauen von CO₂-Eis erklären. (Dundas et al., 2012)

1.4. Transport von Teilchen durch Gasströmungen

Aeolischer – das heißt durch Wind getriebener – Teilchen-Transport ist ein komplexes Thema, welches nicht nur für die Erde, sondern auch für andere Planeten relevant ist. Es umfasst Probleme wie die Dünenwanderung sowie die Abtragung beziehungsweise Bedeckung des Bodens. Es ist ein Zusammenspiel zwischen Hydrodynamik und granularer Materie. Als solch komplexes Phänomen ist es analytischen Betrachtungen meist nicht zugänglich. Deswegen sind viele der Arbeiten zu diesem Thema empirischer Natur. Um die Prozesse besser zu verstehen, wird auch komparative Forschung betrieben. Hierbei werden ähnliche Prozesse unter verschiedenen Bedingungen verglichen – wie zum Beispiel die Bildung von Rippeln (eine Dünenform) am Meeresboden, in verschiedenen Wüsten, auf dem Mars und auf anderen Planeten. (Greeley und Iversen, 1985; Kok et al., 2012)

Um das Thema zu verstehen sind ein paar Vorbemerkungen zur Hydrodynamik hilfreich. Anschließend werden die Eigenschaften der hier zu betrachtenden Strömungen beschrieben. Danach wird erklärt, welche verschiedenen Transportmoden es gibt und wie sie funktionieren. Schließlich folgt die Übertragung und Anwendung dieser Erkenntnisse auf den Mars.

1.4.1. Hydrodynamische Kenngrößen

Es gibt mehrere hydrodynamische Kenngrößen, die gebildet werden, um die Strömungen anhand dimensionsloser Parameter in Klassen einzuteilen. Es folgt eine Erklärung der für diese Arbeit gebrauchten Kennzahlen.

Reynolds-Zahl

Eine der bekanntesten Kenngrößen der Hydrodynamik ist die Reynolds-Zahl Re . Sie ist das Verhältnis zwischen Trägheit und Zähigkeit des Mediums. Die Trägheit setzt sich aus der Fluidichte ρ_g , der charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit u und der charakteristischen Größe L (des betrachteten Körpers) zusammen. Die Zähigkeit wird über die dynamische Viskosität η beschrieben

$$Re = \frac{\rho_g u L}{\eta}. \quad (1.6)$$

Die Reynolds-Zahl ist das Maß für Turbulenzeigenschaften einer Strömung. Niedrige Reynolds-Zahlen deuten auf eine laminare Strömung hin, höhere Reynolds-Zahlen zeigen an, dass die Strömung turbulent wird. Bei einer Rohrströmung wird meist die mittlere Geschwindigkeit im Rohr und der Rohrdurchmesser benutzt um die Reynolds-Zahl zu berechnen. Der Übergang von laminar zu turbulent wurde schon von Reynolds untersucht, jedoch konnte damals noch kein genauer Wert für die kritische Grenze herausgefunden werden. Da – was schon Reynolds wusste – die Turbulenz in der Rohrströmung nur durch vorhandene Störungen entsteht, hängt die Reynolds-Zahl bei der die Strömung umschlägt von der Größe der Störung ab. Dadurch wird die Suche nach der Grenze erschwert. (Eckhardt et al., 2006)

Die kritische Reynolds-Zahl wird deswegen definiert als die Reynolds-Zahl, bei der die Turbulenz gerade nicht wieder in eine laminare Strömung zerfällt und ein aktueller Wert für diese Grenze ist $Re > 2040$ (Avila et al., 2011). Allerdings lassen sich laminare Strömungen mit weit höheren Reynolds-Zahlen erzeugen, wenn die Störungen nur klein genug sind, da die maximale Störung, die noch nicht zur Turbulenz anwächst, mit $1/Re$ skaliert (Darbyshire und Mullin, 1995). Laminare Strömungen bis $Re \approx 100000$ wurden schon realisiert (Eckhardt et al., 2006).

Außerdem sei noch bemerkt, dass die Definition der Reynolds-Zahl nicht zwingend einheitlich sein muss. Insbesondere bei komplexen Körpern und Strömungen gibt mehrere Möglichkeiten charakteristische Länge und Geschwindigkeit zu definieren. Zum Beispiel lässt sich für die charakteristische Größe Radius statt Durchmesser beim Rohr oder auch mehrere verschiedene Werte bei komplexeren Geometrien finden, was dann zwingend zu anderen Zahlenwerten – bei identischer Beschreibung – führt. Die Reynolds-Zahl bezeichnet meist mehr eine kontinuierliche Bereichseinteilung als einen scharfen Übergang. (Fox et al., 2010)

Knudsen-Zahl

In der Hydrodynamik wird das Fluid als kontinuierliches Medium aufgefasst. Das heißt die Längenskalen der Fluidelemente werden nicht aufgelöst. Die wichtige Längenskala ist dabei die freie Weglänge λ der Moleküle. Sie gibt an, welche Strecke ein Molekül zurücklegt, bis es mit einem anderen wechselwirkt; sie ist viel größer als der Durchmesser der Moleküle. Reicht diese Größe an die Skala des betrachteten Systems L heran, so gilt die Hydrodynamik nicht mehr. Dies wird durch die Knudsen-Zahl $Kn = \lambda/L$ charakterisiert.

Die Hydrodynamik ist bei $Kn < 0.01$ anwendbar, danach müssen schon Korrekturen mitgenommen werden, es lässt sich aber noch diese korrigierte hydrodynamische Beschreibung nutzen, dieser Bereich wird als „Slip“-Bereich bezeichnet und geht bis $Kn < 0.1$. Ab $Kn > 10$ beginnt der freie molekulare Gasfluss und dort sind die Stöße zwischen den Gasmolekülen zu vernachlässigen. Im Übergangsbereich zwischen dem Slip Regime und dem freien molekularen Gasfluss kann kein effektives Medium angenommen werden, aber die Stöße der Gasmoleküle müssen berücksichtigt werden. Dadurch wird die Beschreibung sehr komplex und in vielen Fällen nicht analytisch lösbar. (Shen, 2006)

Mach-Zahl

Eine weitere Kenngröße ist die Machzahl Ma . Diese ist definiert als (Fox et al., 2010)[S.281]

$$\text{Ma} = \frac{u}{c_s}. \quad (1.7)$$

Dabei ist c_s die Schallgeschwindigkeit in dem Fluid (Bergmann et al., 2005)[S.25]

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}}, \quad (1.8)$$

mit dem Adiabatenexponent γ , der das Verhältnis zwischen der Wärmekapazität bei konstantem Druck und der bei konstantem Volumen angibt, k_B der Boltzmann Konstante und m der Molekülmasse.

Da sich Störungen wie Druckschwankungen im Fluid maximal mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten können, verhalten sich Strömungen bei $\text{Ma} > 1$ deutlich anders als bei kleinen Machzahlen. Daher wird diese Kenngröße vorwiegend bei der Charakterisierung von Überschallströmungen benutzt.

Beziehung der Kennzahlen

Diese drei Kenngrößen (Re , Kn und Ma) lassen sich auch in Verbindung bringen, indem die Schallgeschwindigkeit und die dynamische Viskosität von idealen Gasen

$$\eta = \frac{1}{2} \rho_g \bar{c} \lambda \quad (1.9)$$

eingesetzt wird. Die mittlere Molekülgeschwindigkeit \bar{c} aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung lässt sich schreiben als

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}. \quad (1.10)$$

Damit ergibt sich dann

$$\text{Kn} = \frac{\text{Ma}}{\text{Re}} \sqrt{\frac{\gamma \pi}{2}}. \quad (1.11)$$

Somit reicht es zwei der drei Größen anzugeben um das System zu beschreiben, außerdem lassen sich nicht alle drei Parameter unabhängig variieren.

Zwei Strömungen verhalten sich identisch (bis auf einen Skalenfaktor), wenn sie in den wichtigen Kenngrößen übereinstimmen, dazu wird oft allein die Reynolds-Zahl betrachtet. Allerdings gilt dies nur, solange die anderen Zahlen entweder nicht relevant sind, oder nicht verändert werden. Sind die Zahlen nicht gleich aber ähnlich, so sind meist auch die Strömungen ähnlich. (Fox et al., 2010)[Kapitel 7]

1.4.2. Strömungswiderstand

Bewegt sich ein Körper relativ zum ihn umgebenden Gas, erfährt er eine Kraft, die dieser Bewegung entgegen wirkt. Diesen Effekt nennt man Strömungswiderstand. Er wird im Folgenden für Kugeln behandelt, andere Körper besitzen andere Koeffizienten, verhalten sich aber grundlegend ähnlich. Die Kraft F_D lässt sich schreiben als

$$F_D = \frac{\pi}{2} C_D(\text{Re}) \rho_g u^2 \left(\frac{d}{2} \right)^2, \quad (1.12)$$

wobei $C_D(\text{Re})$ der Strömungswiderstandskoeffizient ist und – in der Hydrodynamik – nur von der Geometrie und der Reynolds-Zahl abhängt, ρ_g bezeichnet die Gasdichte, u die Geschwindigkeit, mit der der Körper umströmt wird, und d ist der Durchmesser des Körpers.

Der Strömungswiderstand wird in verschiedene Bereiche abhängig von der Knudsen- und Reynolds-Zahl unterteilt, da sich in diesen Bereichen das Verhalten von C_D wesentlich unterscheidet, siehe Abbildung 1.5.

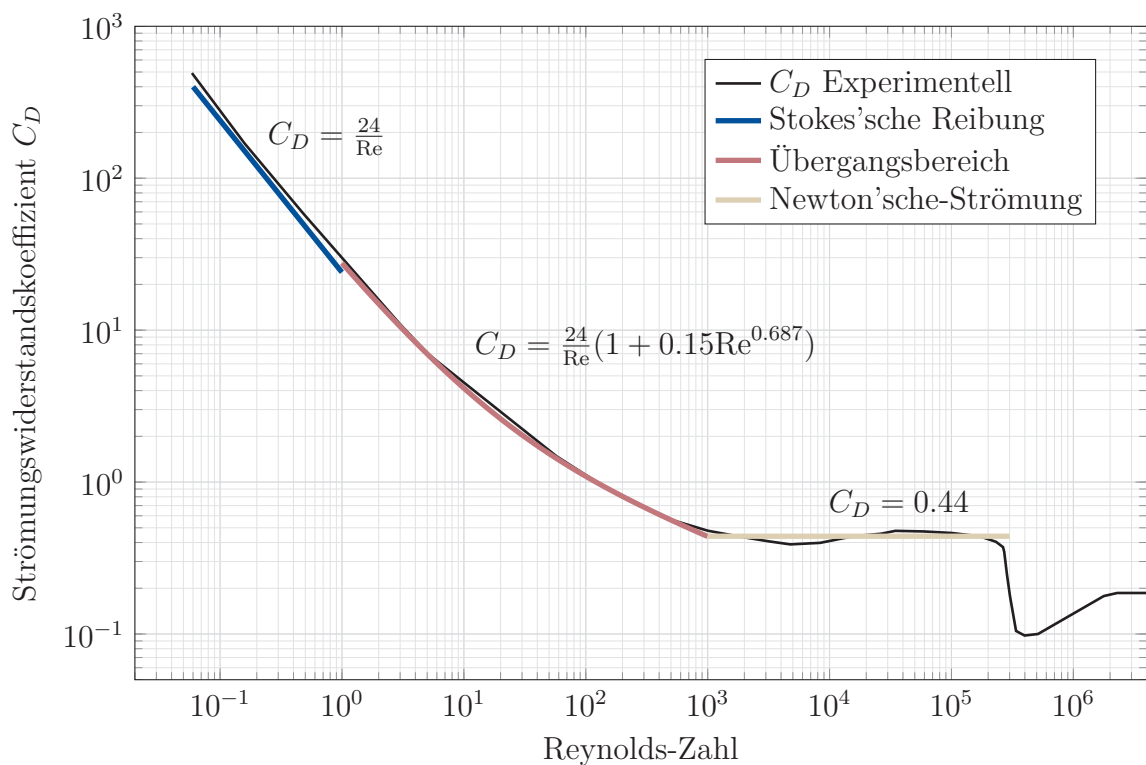


Abbildung 1.5. – Strömungswiderstandskoeffizient einer glatten Kugel in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl (Daten aus *Wolfram Alpha* (2015)) – charakteristische Größe ist hier der Durchmesser. Zusätzlich sind die Näherungen für die einzelnen Bereiche gezeigt.

Newton'sche-Strömung

Newton hat den Strömungswiderstand bei hohen Geschwindigkeiten vermessen, hier ist der Strömungswiderstand für einen weiten Bereich konstant $C_{D,\text{Newton}} = 0.44$. Als Strömungswiderstandsgesetz ergibt sich deswegen

$$F_{D,\text{Newton}} = 0.69 \rho_g u^2 \left(\frac{d}{2} \right)^2 \quad (1.13)$$

Erst bei Reynolds-Zahlen $\text{Re} > 10^5$ kommt es noch zu weiteren Effekten, da dort die Strömung, die hinter der Kugel abreißt, bis direkt an die Kugel turbulent wird. Daher wird die Fläche, an der Luftreibung entsteht, klein und die Reibung somit minimal. Daher ist der Gültigkeitsbereich dieser Näherung $1000 < \text{Re} < 3 \cdot 10^5$. Der Bereich dieser hochturbulenten Strömung wird hier nicht mehr weiter betrachtet. (Schade und Kunz, 2007)

Übergangsbereich bei mittleren Reynolds-Zahlen

Für $1 < \text{Re} < 1000$ gibt es eine empirische Formel, die den Verlauf des Strömungswiderstandskoeffizienten nähert (Oteh, 2008)

$$C_{D,\text{im}} = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687} \right). \quad (1.14)$$

Stokes'sche Reibung

Bei sehr niedrigen Reynolds-Zahlen $\text{Re} < 1$ ist der Strömungswiderstand anti-proportional zur Reynolds-Zahl $C_{D,\text{Stokes}} \approx 24/\text{Re}$. Durch Einsetzen dieser Beziehung und der Definition der Reynolds-Zahl (Gleichung 1.6) nimmt das Strömungswiderstandsgesetz die Form

$$F_{D,\text{Stokes}} = \frac{\pi}{2} \frac{24\eta}{\rho_g u d} \rho_g u^2 \left(\frac{d}{2} \right)^2 = 3\pi\eta u d \quad (1.15)$$

an. Der Strömungswiderstand ist hier linear in u und d und nicht mehr quadratisch. Außerdem geht nun die Viskosität und nicht mehr die Dichte in die Formel ein, sodass die Reibung für Gase weitestgehend unabhängig vom Druck wird.

Cunningham-Fluss

Wird die freie Weglänge so groß, dass sie an die Größe des Körpers herankommt, besteht die Möglichkeit, dass ein Gasmolekül die Oberfläche passiert, ohne durch einen Stoß gebremst oder abgelenkt zu werden. Dies äußert sich in der hydrodynamischen Beschreibung darin, dass die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Oberfläche einen Wert ungleich null annehmen kann. Die Haftungsbedingung ($u = 0$) an der Oberfläche ist

somit nicht mehr gültig. Man spricht deshalb hier vom „Slip-Flow“, da das Fluid über die Oberfläche „rutschen“ kann.

Für den Bereich bis zur Knudsen-Zahl $\text{Kn} < 0.4$ lässt sich die Cunningham Korrektur benutzen*. Sie besteht aus einem empirischen Korrekturfaktor, durch den die Stokes'sche Reibung (Gleichung 1.15) geteilt werden muss

$$F_{D,\text{Cun}} = \frac{F_{D,\text{Stokes}}}{\text{CunC}(\text{Kn})}. \quad (1.16)$$

Als Grundlage wird Stokes'sche Reibung benutzt, da große Knudsen-Zahlen kleine Reynolds-Zahlen zur Folge haben, sofern keine Überschallströmungen $\text{Ma} > 1$ betrachtet werden – siehe Gleichung 1.11. Die Korrektur ist gegeben durch

$$\text{CunC}(\text{Kn}) = 1 + \left(q_1 + q_2 \exp\left(\frac{-q_3}{\text{Kn}}\right) \right) \text{Kn}, \quad (1.17)$$

mit den Konstanten q_1 , q_2 und q_3 , die vom Gas abhängen. Für Luft wurden die Korrekturfaktoren $q_1 = 1.207$, $q_2 = 0.44$ und $q_3 = 0.78$ empirisch ermittelt†. (Rader, 1990)

Epstein-Gesetz

Im freien molekularen Gasfluss gilt das Epstein-Gesetz

$$F_{D,\text{Ep}} = \frac{\pi}{3} \rho_g d^2 u \bar{c}, \quad (1.18)$$

\bar{c} ist die mittlere thermische Molekülgeschwindigkeit. Auch das Epstein-Gesetz ist linear in u , allerdings geht hier die Dichte des Gases im Gegensatz zu Stokes'schen Reibung direkt ein. Dieses Gesetz wurde für spiegelnde Reflexion bestimmt und wird auch oft in dieser Näherung benutzt. Es ist aber auch möglich, dass Teilchen an der Oberfläche verbleiben und sich thermalisieren, um danach diffus gestreut zu werden. Dies erhöht die Kraft um einen Faktor, der $1 + 9\pi/64$ bei thermischer Leitfähigkeit gegen null und $1 + \pi/8$ bei unendlicher Leitfähigkeit ergibt. (Epstein, 1924)

Ankopplung an das Gas und Ankoppelzeit

Erfährt ein Teilchen Strömungswiderstand, wird es – sofern keine anderen Kräfte wirken – seine Geschwindigkeit an den Gasfluss anpassen. Ist jetzt der Strömungswiderstand proportional zur Geschwindigkeit (Epstein, Stokes und Cunningham), so ergibt sich aus der Bewegungsgleichung ein exponentielles Abklingen der Geschwindigkeitsdifferenz zum

* Zur Berechnung der Knudsen-Zahl wird der Radius benutzt.

† Für die hier dargestellte Korrektur wurde $\lambda = \frac{\eta}{0.491\rho_g\bar{c}}$ zur Bestimmung der freien Weglänge benutzt, mit einer abweichenden Definition – wie der in dieser Arbeit benutzten – können die Zahlenwerte der Korrekturformel geringfügig anders sein.

Gas. Die Abklingkonstante heißt Ankoppelzeit τ_f und sie ergibt sich durch das Verhältnis von Impuls zur Gasreibung

$$\tau_f = \frac{m_t u}{F_D}. \quad (1.19)$$

Für den Epstein Bereich ergibt sich die Ankoppelzeit zu

$$\tau_{f,Ep} = \frac{3}{4} \frac{m_t}{A_p \rho_g \bar{c}}. \quad (1.20)$$

Hierbei ist m_t die Masse des Teilchens und A_p seine projizierte Fläche, also die Fläche, die durch Projektion senkrecht zu u gegeben ist. Unter Berücksichtigung, dass das Gas an der Oberfläche nicht nur spiegelnd, sondern auch diffus reflektiert wird, tritt ein anderer Faktor anstelle der $3/4$. Dieser wurde von Blum et al. (1996) – für eine Probe aus einzelnen Kugeln und kleinen Aggregaten aus $1.9\mu\text{m}$ großem amorphen SiO_2 – mit einem Wert von 0.68 ± 0.10 gemessen.

Darcy-Gesetz

Ein weitere hydrodynamische Problemstellung ist der Fluss durch ein poröses Medium. Hierbei wird nach der Geschwindigkeit eines Fluids durch ein poröses Medium gesucht. Es wird beschrieben durch

$$u_f = \frac{-K}{\eta} \nabla p. \quad (1.21)$$

Mit u_f bezeichnet man die Filtergeschwindigkeit und K ist die Permeabilität. Es ist allerdings zu beachten, dass u_f keine Geschwindigkeit im strengen Sinne ist, eigentlich ist es eine Durchflussrate: Volumen, das pro Zeit durch eine gegebene Fläche – mit Poren – fließt. Da nicht das ganze Volumen, sondern nur der Raum in den Poren zur Strömung beiträgt, ist die Geschwindigkeit in den Poren notwendigerweise höher. Deswegen wird auch die Abstandsgeschwindigkeit $u_a = u_f/\Theta$ definiert. Θ ist dabei die Porosität, also der Anteil des Volumens, der aus Hohlraum besteht. (Hölting und Coldewey, 2013)

Fluss über eine Ebene

Die für die aeolischen Transportprozesse wichtigste Strömung ist die Strömung im offenen Halbraum, da sie die Strömung nahe der Planetenoberfläche beschreibt. Die Erklärung der Theorie ist aus Greeley et al. (1992) entnommen und wird hier im Detail dargestellt. An der Oberfläche bildet sich eine laminare Schicht aus, die sehr dünn ist. Diese Schicht existiert ebenfalls, wenn der Großteil der Strömung turbulent ist. Über der laminaren Schicht gibt es einen Übergang zur turbulenten Strömung, da die Atmosphäre nach oben hin unbegrenzt ist und somit die Reynolds-Zahl für diese Geometrie gegen unendlich gehen muss. In der laminaren Schicht wird die kinetische Energie durch die Schubspannung

übertragen. Die Schubspannung τ_u hängt von dem Geschwindigkeitsgradienten des Fluids ab. Sie lässt sich ausdrücken durch

$$\tau_u = \eta \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1.22)$$

wobei u die Strömungsgeschwindigkeit und y die Höhe über dem Staubbett bezeichnet. Die Geschwindigkeit der Strömung in der laminaren Schicht ist von der Höhe abhängig

$$u = \frac{\tau_u y}{\eta} = \frac{u_*^2 y \rho_g}{\eta}, \quad \frac{u_* y \rho_g}{\eta} \leq 10. \quad (1.23)$$

$u_* = \sqrt{\tau_u / \rho_g}$ wird als Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet.

In der turbulenten Strömung hat das Geschwindigkeitsprofil die Form

$$u(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{y_0}, \quad (1.24)$$

$k = 0.41$ ist die Karman Konstante und y_0 die Oberflächenrauigkeit. Sie gibt die Höhe an, in der die Geschwindigkeit rechnerisch null ergibt. Nahe an der Oberfläche gilt diese Formel nicht, weil dann die lokalen Strukturen eine Rolle spielen und diese Rauigkeit weiter aufgelöst werden muss. Die Oberflächenrauigkeit ist dabei ein empirischer Wert, der ein Maß für die Größe, Höhe und Häufigkeit der Strukturen auf einer Fläche angibt. Da diese Strukturen über die vereinfachte Oberfläche hinausragen, ergibt die Formel schon in einer gewissen Höhe über der Oberfläche den Wert null.

Es gibt dabei die Unterscheidung zwischen hydraulisch glattem und rauem Fluss. Wenn die Längenskala der Rauigkeit s_r – für ein ebenes Sandbett ist $s_r \approx d$ – deutlich größer wird als die Dicke der laminaren Schicht, spricht man von einem hydraulisch rauem Fluss und die Störungen ragen bis in die turbulente Schicht. Ist sie deutlich kleiner, spricht man vom hydraulisch glatten Fluss. Für den hydraulisch glatten Fluss ist die Oberflächenrauigkeit durch

$$y_0 = \frac{\eta}{9\rho_g u_*} \quad (1.25)$$

gegeben. Im anderen Fall gilt

$$y_0 = \frac{s_r}{30}. \quad (1.26)$$

1.4.3. Aeolischer Transport

Transportmoden

Der aeolische Transport granularer Materie über eine (Planeten-)Oberfläche wird in drei Transportmoden unterteilt: Saltation, Suspension und Creep. Eine Übersicht über die Vorgänge ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Für die Beschreibung des Transports ist es wichtig zu wissen, dass Saltation der am einfachsten auszulösende Prozess ist.

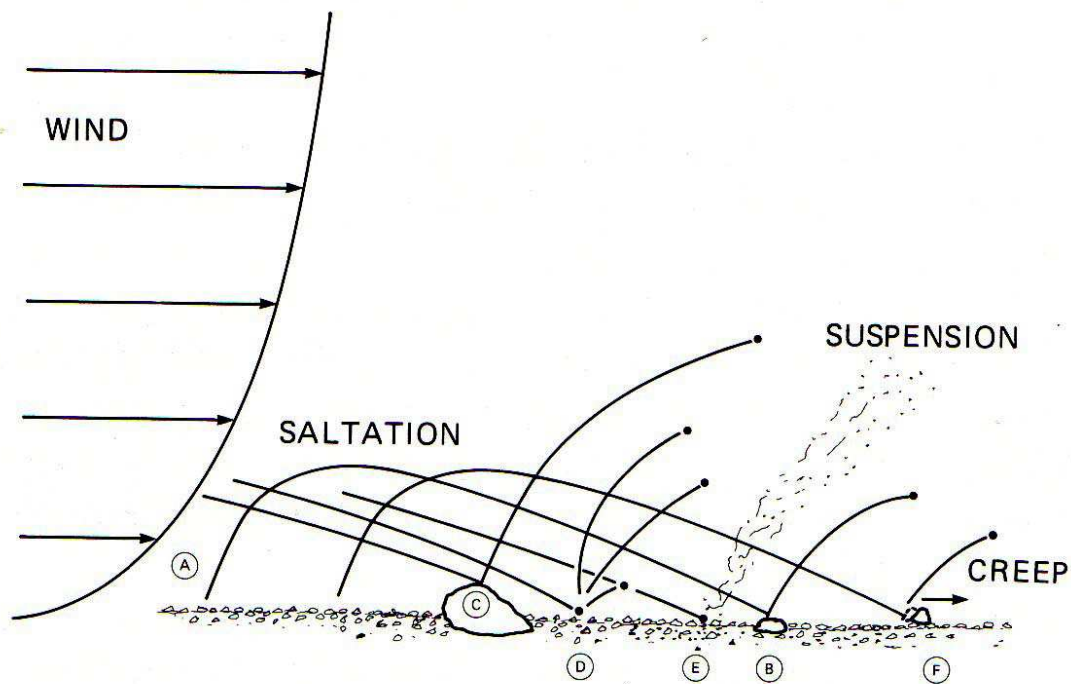


Abbildung 1.6. – Schema der verschiedenen Transportmoden aus Greeley und Iversen (1985): Teilchen werden vom Wind ausgelöst (A) und sie werden vom Wind und durch die Schwerkraft beschleunigt, dies nennt man Saltation. Dadurch treffen sie wieder am Boden auf. Nun sind verschiedene Szenarien möglich: Sie bleiben dort liegen (nicht gezeigt). Sie prallen vom Boden ab und springen erneut (B), durch das Abprallen erreichen sie eine Höhe, in der der Wind stark genug ist, sie in Suspension zu bringen (C) oder sie schlagen beim Aufprall weitere Teilchen aus. Die ausgeschlagenen Teilchen können eine ähnliche Größe haben und dann auch in Saltation gehen (D), feinere Teilchen können in Suspension gehen (E), während große Teilchen durch den Einschlagimpuls nur ins Rollen geraten können, dies wird als Creep bezeichnet (F).

Deswegen wird für eine Beschreibung des Prozesses meist die Saltationsgrenze betrachtet. Es geht also zum einen darum, ab wann Transport stattfindet und zum anderen wie viel transportiert wird. Beides wird im Folgenden im Detail diskutiert. (Greeley und Iversen, 1985)

Einsetzen des Transports

Eine wichtige Frage ist, wann Teilchentransport möglich wird. Eine empirische Formulierung wurde von Bagnold (1941) gefunden. Er nannte die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit, ab der Transport einsetzt, „fluid threshold“

$$u_{*,\text{crit}} = b \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_g} g d}. \quad (1.27)$$

Dabei ist ρ_g die Gasdichte, ρ_p die Teilchendichte, g die Gravitationsbeschleunigung und d der Teilchendurchmesser. Zusätzlich wird eine empirische Konstante b benötigt, die die Erodierbarkeit des Bodens beschreibt. Für die Konstante b gibt es wiederum semi-empirische Formeln (Greeley und Iversen, 1985; Lorenz et al., 1995), die den Wert voraussagen.

Die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit lässt sich auch besser verstehen, wenn die wirkenden Kräfte verglichen werden. Die Kräfte lassen sich dabei in haltende und treibende Kräfte aufteilen. Sobald die treibenden Kräfte überwiegen, gibt es Transport.

Haltende Kräfte sind zum einen die Gravitation

$$F_G = \frac{\pi}{6} \rho_p d^3 g, \quad (1.28)$$

und zum anderen die Adhäsion

$$F_{\text{ad}} = C_{\text{ad}} d. \quad (1.29)$$

C_{ad} ist ein Materialparameter, der die Adhäsivität beschreibt. Adhäsion entsteht durch van-der-Waals Kräfte, Wasser, chemische Bindungen und elektrostatische Kräfte. (Shao und Lu, 2000)

Als treibende Kraft wird die Windkraft angenommen. Die Beschreibung erfolgt aufgrund der Kraft auf ein freies Teilchen (Gleichung 1.12) und benutzt anstelle des Strömungswiderstandskoeffizienten C_D einen Liftkoeffizienten $C_L \propto C_D$. Im Liftkoeffizienten lassen sich darüber hinaus alle konstanten Vorfaktoren von der Gasreibung zusammenfassen. Daraus ergibt sich eine Abschätzung für die benötigte Schubspannungsgeschwindigkeit $u_{*,\text{crit}}$

$$u_{*,\text{crit}} = \sqrt{\frac{\frac{\pi}{6} \rho_p d^3 g + C_{\text{ad}} d}{C_L \rho_g d^2}}. \quad (1.30)$$

Für sehr kleine Teilchen sind große Geschwindigkeiten nötig, da die Adhäsion nur mit d skaliert und dadurch $u_{*,\text{crit}} \propto 1/\sqrt{d}$ ist. Bei sehr großen Teilchen wächst die Gravitation

schneller als die hebenden Kräfte und $u_{*,\text{crit}} \propto \sqrt{d}$. Optimal ist also eine „mittlere“ Teilchengröße die von den Materialparametern der Teilchen und des Gases abhängen, wie auch in Abbildung 1.7 zu sehen. (Greeley und Iversen, 1985)

Es lässt sich auch noch die Geschwindigkeitsänderung der Strömung über dem Teilchen berücksichtigen; diese übt ein Drehmoment auf die Teilchen aus und ist besonders für größere Teilchen von Bedeutung. Merrison et al. (2007) haben diese eingeführt mit

$$\rho u_{*,\text{crit}}^2 \approx \frac{\frac{\pi}{6} \rho_p d^3 + C_{\text{ad}} d}{C_L d^2 + C_T d^3}, \quad (1.31)$$

wobei der Koeffizient C_T das Drehmoment beschreibt und die Einheit $1/\text{m}$ trägt.

Zusätzlich wurde in der Veröffentlichung versucht, mit einem Exponenten die Abhängigkeit von C_L und C_T von der Reynolds-Zahl zu beschreiben. So wurde der Term $\text{Re}^\zeta \propto (u_{*,\text{crit}}^\zeta \rho^\zeta d^\zeta)$ an C_L und C_T multipliziert – bei den Messungen (bei 30 mbar) ergab sich aber $\zeta \approx 0.1$, welches aufgrund der Messunsicherheit nicht zu unterscheiden von $\zeta = 0$ war. Deswegen wurde dann der Einfachheit halber $\zeta = 0$ verwendet – also die Abhängigkeit vernachlässigt.

Statische und dynamische Saltationsgrenze

Der sogenannte „Splash“ (Abbildung 1.6 (D)) ist ein wichtiges Phänomen beim Staubtransport. Das Auftreffen von Teilchen aus der Saltation auf die Oberfläche übt zusätzliche Kraft auf die Oberfläche aus. Dadurch wird die nötige Windgeschwindigkeit zum Aufrechterhalten der Saltation verringert (Greeley, 2002). Es sind also niedrigere Windgeschwindigkeiten für das Aufrechterhalten der Saltation als für das Einsetzen der Saltation nötig.

Wichtig ist hierfür die Geschwindigkeit, mit der die Teilchen auftreffen. Es wird aus diesem Grund davon ausgegangen, dass der Splash auf dem Mars bedeutend effektiver ist, da durch die höheren benötigten Geschwindigkeiten und die geringere Schwerkraft die Teilchen schneller und weiter springen (Almeida et al., 2008). Man unterscheidet eine obere und eine untere Saltationsgrenze, die auch statische und dynamische Saltationsgrenze genannt werden. Ab der oberen Saltationsgrenze tritt spontan Teilchentransport auf. Da durch den Splash weniger Wind benötigt wird, um Teilchen in Saltation zu bringen, wird bei Verringerung der Windgeschwindigkeit der Teilchentransport noch so lange aufrechterhalten, bis die untere Saltationsgrenze erreicht ist, die signifikant unter der statischen Saltationsgrenze liegen kann. (Bagnold, 1941)

Das Verhältnis von dynamischer zu statischer Saltationsgrenze ist nach Almeida et al. (2008) ≈ 0.48 , Kok (2010) nennt ein Verhältnis von 0.1.

1.4.4. Erklärungsansätze für den Staub in der Marsatmosphäre

Aufgrund der Beobachtungen und Messungen ist bekannt, dass es zeitweise große Mengen Staub in der Marsatmosphäre geben kann (siehe Abbildung 1.4 und Wang und Richardson

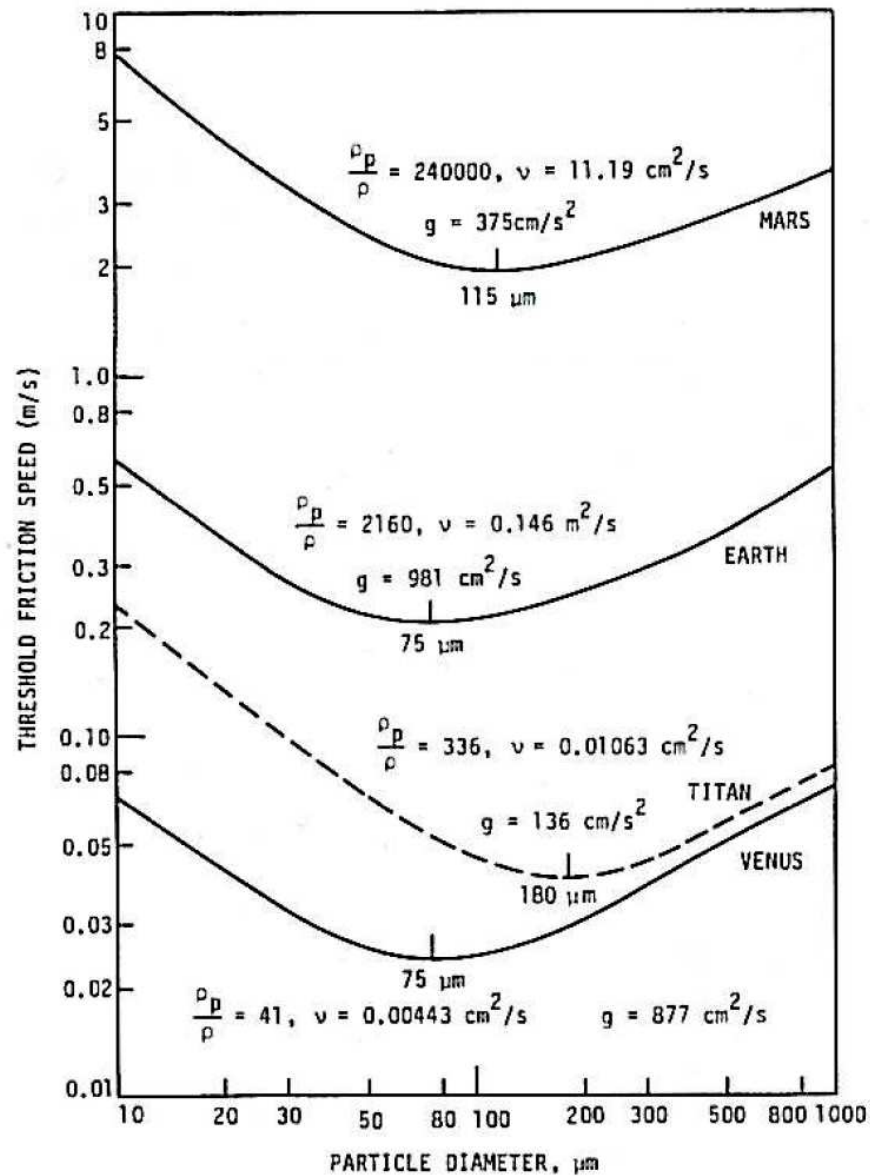


Abbildung 1.7. – Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit für Mars, Erde, Venus und Titan. ρ_p ist wie in dieser Arbeit die Dichte des Teilchens, ρ ist die Gasdichte und die kinematische Viskosität ist hier mit $\nu = \eta/\rho_g$ bezeichnet. (Greeley und Iversen, 1985)

(2015)). Außerdem wurde Dünenwanderung von durchschnittlich 0.5 m/a beobachtet (Bridges et al., 2012). Für eine Erklärung der Prozesse wurde unter Zuhilfenahme von Experimentdaten die Saltationsgrenze für den Mars bestimmt (Greeley et al., 1980; White, 1979). Dabei kam heraus, dass die hebenden Kräfte zu gering sind, um den Staubfluss allein mit dem Wind hinreichend zu erklären. Es muss also noch andere Effekte geben, die die Erosionsgrenze herabsetzen können. Einige Erklärungsansätze sind im Folgenden zusammengestellt, jedoch erklären sie die Unterschiede zwischen Vorhersage und Beobachtung nicht vollständig.

Staubteufel

Als Staubteufel werden mit Staub gefüllte Kleintromben bezeichnet. Sie entstehen dann, wenn sich die Luft an der Oberfläche so stark aufheizt, dass sie als Gasblase durch Konvektion nach oben getrieben wird. Diese Gasblase kann nun eine leichte vorhandene Rotation der Luft strecken und konzentrieren, sodass ein Wirbel entsteht. Ist der Wirbel stark genug um Material aufzusammeln, so wird er durch dieses Material erst sichtbar, ansonsten wird dieses Gebilde einfach nur Vortex genannt und ist durch Messung der Windgeschwindigkeit und Richtung zu identifizieren. Staubteufel (und ihre Spuren) lassen sich hingegen sogar aus dem Orbit beobachten. (Balme und Greeley, 2006)

Staubteufel treten auf der Erde und dem Mars zu bestimmten Jahreszeiten und in bestimmten Regionen häufig auf (Balme und Greeley, 2006; Stanzel et al., 2008). Viele davon sind stark genug Material zu heben. Dabei gibt es zwei Eigenschaften, die den Transport unterstützen. Zum einen ist es die hohe Geschwindigkeit, zum anderen entsteht im Inneren des Vortex ein Unterdruck (Sinclair, 1973; Greeley et al., 2003). Dadurch drückt Gas, welches sich in den Poren des Sandbettes befindet, nach oben, kann aber nicht schnell entweichen (siehe Sektion 1.4.2), wodurch eine hebende Kraft entsteht.

Es wurden auf dem Mars Translationsgeschwindigkeiten bis 59 m/s (Stanzel et al., 2008) gemessen. Allerdings haben die meisten Staubteufel nur Translationsgeschwindigkeiten bis zu 30 m/s, dies korreliert gut mit den Windgeschwindigkeiten der mittleren Atmosphäre, bis zu denen sich der Vortex erstreckt (Reiss et al., 2014).

Reiss et al. (2009) berichten über Staubteufel auf dem Arsia Mons. In der Höhe von über 16 km herrscht dort ein Druck von nur 1 mbar, sodass sich die Windgeschwindigkeit, die benötigt wird um Staub zu heben, um einen Faktor 2–3 gegenüber dem mittleren Druck auf dem Mars erhöht. Um dies zu kompensieren nehmen sie an, dass Kräfte aus dem Übergangsbereich das Heben von Staub erleichtern.

Agglomeration

Ein einfacher Weg, durch den sich der Partikelfluss vergrößert, ist die Bildung von Aggregaten aus kleinen Staubpartikeln. Da die Dichte der Aggregate niedriger ist, lassen sie sich leichter heben und es wird eher und mehr Material transportiert. Da bei feinem Staub das Verhältnis von Adhäsion zu Gravitation groß wird (Gleichung 1.29) und dieser

schlecht direkt vom Wind gehoben wird (Gleichung 1.30), ist Agglomeration ein guter Weg, um den beobachteten feinen Staub in der Atmosphäre zu erklären. Wenn diese Aggregate im Flug zerbrechen, setzen sie dabei feinen Staub frei. Dieser kann sich nicht direkt vom Boden lösen, ist aber in der Atmosphäre beobachtet worden. (Merrison et al., 2007)

Elektrische Ladung

Ein weiterer Mechanismus, der den Transportprozess beeinflusst, ist die Aufladung des Staubes. Durch die elektrostatischen Wechselwirkungen der Körner kann es entweder zur Agglomeration kommen, oder bei einem Feld zwischen Boden und Atmosphäre zu hebenden Kräften. Die Ladung entsteht dabei entweder in der Atmosphäre, wie zum Beispiel bei Gewittern auf der Erde oder durch die Bewegung des Staubes. Reiben zwei Teilchen aneinander, kann Ladung zwischen den Teilchen übertragen werden.

Aufgrund der verschiedenen Größen und oder Zusammensetzung gibt es eine Präferenz der Ladungsübertragung – kleinere Teilchen sind eher negativ geladen (Waitukaitis et al., 2014). Da kleinere Teilchen höher in die Atmosphäre getragen werden können, entsteht so ein elektrisches Dipol-Feld. Dieses wirkt auf die Teilchen am Boden und kann für einen elektrisch leitenden Boden die Transportrate erhöhen, aber für einen isolierenden Untergrund senkt es die Transportrate durch die Bildung von dielektrischen Ketten. (Merrison et al., 2012)

1.5. Transportprozesse im Übergangsbereich zwischen freien molekularen Gasfluss und Hydrodynamik

In Gleichung 1.1 wurde die Knudsen-Zahl Kn schon eingeführt und ihre Bedeutung in Sektion 1.4.1 erläutert. Hier werden die Transportprozesse diskutiert, die bei hohen Knudsen-Zahlen auftreten, also im Übergangsbereich aber auch im freien molekularen Gasfluss. Diese Effekte sind schon seit Langem bekannt (siehe Übersicht von (Crookes, 1874)), aber noch immer Teil der Forschung.

1.5.1. Thermisches Kriechen

Wenn ein Gasmolekül an einer Oberfläche gestreut wird, zeigt die Streurichtung eine Tendenz zur wärmeren Seite. Ein Gasstrom fließt dadurch zur wärmsten Stelle der Oberfläche. Dieser Effekt wird thermisches Kriechen genannt. Liegt dieser Temperaturgradient nun über der Länge eines Rohres an, so entsteht ein Gasfluss in Richtung der wärmeren Seite. Allerdings wird es in der Regel einen Rückfluss im Inneren des Rohres geben, der den Fluss ausgleicht. Da die Richtung der Gasmoleküle vom Verlassen der Oberfläche nur bis zum ersten Stoß erhalten bleibt, ist die Flussrichtung in der Mitte durch den Druck bestimmt. Ist der Rohrdurchmesser nun so klein, dass die Gasmoleküle mehr mit

den Wänden als miteinander wechselwirken – also bei großen Knudsen-Zahlen, wird die Region, die Rückfluss zeigen kann, kleiner und das Rohr kann als Pumpe wirken. Die Temperaturdifferenz kann nun eine Druckdifferenz und/oder einen Gasfluss verursachen, je nach der Geometrie, die betrachtet wird. (Maxwell, 1878; Knudsen, 1909)

Knudsen-Effekt

Bei einer Kapillare zwischen zwei Gasvolumen (Indizes 1 und 2) unterschiedlicher Temperatur baut sich eine Druckdifferenz auf. Diese wurde zuerst von Maxwell (1878) sowie Reynolds (1879) entdeckt und von Knudsen (1909) beschrieben. Dieser Effekt wird oft Knudsen-Effekt genannt.

Für den Fall unendlicher Knudsen-Zahlen werden zwei Behälter unterschiedlicher Temperatur betrachtet, die über eine Kapillare verbunden sind. Das Temperaturprofil in der Kapillare wird zu einem Temperatursprung vereinfacht. Am Temperatursprung wird der Teilchenstrom von links nach rechts und rechts nach links verglichen. Dieser ergibt sich aus der Teilchendichte n und der mittleren thermischen Gasgeschwindigkeit \bar{c} . Beide Teilchenströme müssen im Gleichgewicht gleich groß sein

$$n_1 \bar{c}_1 = n_2 \bar{c}_2. \quad (1.32)$$

Die thermische Geschwindigkeit ist proportional zu \sqrt{T} . Mit dem idealen Gasgesetz $p = nk_B T$ ergibt sich

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}. \quad (1.33)$$

Eine detaillierte Beschreibung für endliche Knudsen-Zahlen und Temperaturprofile ist auch in Knudsen (1909) enthalten.

Knudsen Pumpe

Im dynamischen Fall wird der Massenfluss \dot{M} betrachtet. Er ist für eine einzelne zylindrische unendlich lange Kapillare mit langsamer Temperaturänderung und der Näherung $dT/dx = \Delta T/L_x$ gegeben durch (Muntz et al., 2002):

$$\dot{M} = p_{\text{avg}} \frac{A}{\sqrt{2 \frac{k_B}{m} T_{\text{avg}}}} \left(\frac{L_r}{T_{\text{avg}}} \frac{\Delta T}{L_x} Q_T - \frac{L_r}{p_{\text{avg}}} \frac{\Delta p}{L_x} Q_p \right) \quad (1.34)$$

mit dem mittleren Druck p_{avg} , der mittleren Temperatur T_{avg} , der Fläche der Kapillare A , dem Radius und der Länge der Kapillare L_r und L_x , sowie der molekularen Masse der Gasmoleküle m . Druck und Temperaturdifferenz sind mit ΔT und Δp bezeichnet. Q_T und Q_P beschreiben das thermische Kriechen und den Druck getriebenen (Rück-)Fluss. Beide Koeffizienten hängen von der Knudsen-Zahl ab und Werte für verschiedene Knudsen-Zahlen sind in Sone und Itakura (1990) (und Muntz et al. (2002)) zu finden.

Das Verhältnis der tabellierten Werte wird gut durch folgende Formel beschrieben:

$$Q(\text{Kn}) = \frac{Q_T}{Q_P}(\text{Kn}) = \frac{a_1}{(1 + \frac{a_2}{\text{Kn}^{a_3}})(1 + \frac{a_4}{\text{Kn}^{a_5}})}, \quad (1.35)$$

mit $a_1 = 0.5007 \pm 0.0001$, $a_2 = 0.990 \pm 0.006$, $a_3 = 0.743 \pm 0.002$, $a_4 = 0.222 \pm 0.004$, $a_5 = 1.241 \pm 0.004$ (Köster, private Kommunikation).

Dieser Effekt kann dazu genutzt werden, eine kompakte Pumpe mit niedrigem Energieverbrauch und ohne bewegte Teile oder Flüssigkeiten zu bauen (Vargo et al., 1999), was sich mit den Anforderungen für Raumfahrt-Applikationen deckt (Kataoka et al., 2004). Der gerichtete Gasfluss trägt außerdem einen Impuls, deswegen muss der Körper, durch den das Gas fließt, den entsprechenden Gegenimpuls erfahren. Dadurch wirken Kräfte auf den Körper. Es lassen sich Körper sogar gegen die Schwerkraft heben und levitieren, wobei für die Levitation der Überdruck an der Unterseite der Probe maßgeblich von Bedeutung ist (Kelling und Wurm, 2009).

1.5.2. Photophorese

Die Entdeckung der Photophorese wird Ehrenhaft (1918) zugeschrieben. Man unterscheidet zwei Arten der Photophorese: die ΔT - und die $\Delta\alpha$ -Photophorese. Bei der ersteren wird ein Temperaturgradient auf der Teilchenoberfläche und ein konstanter Akkomodationskoeffizient α angenommen. Der Akkomodationskoeffizient gibt an, welchen Anteil der Temperaturdifferenz zwischen dem Molekül und der Oberfläche ein Molekül aufnimmt, wenn es mit der Oberfläche wechselwirkt. Bei der letzteren wird angenommen, dass α auf der Oberfläche nicht konstant ist, dafür aber die Temperatur des Teilchens – wobei das Teilchen durch die Absorption der Beleuchtung eine höhere Temperatur als das Gas hat.

ΔT -Photophorese

Hat ein Teilchen einen Temperaturgradienten über seiner Oberfläche (im vorliegenden Fall erzeugt durch Licht, daher das *Photo* in der Bezeichnung) so kann er die sogenannte ΔT -Photophorese zeigen. Die verbreitetste Erklärung für die daraus entstehende Kraft auf dieses Teilchen ist: Da wärmere Moleküle schneller sind, gibt es einen Impulsunterschied zwischen den Molekülen, die die warme und kalte Seite verlassen, wodurch sich das Teilchen in Richtung der kalten Seite bewegt. Ist der Druck zu gering ($\text{Kn} \gg 1$), stoßen zu wenige Moleküle an und der Impulsübertrag ist ebenfalls gering. Bei hohem Druck ($\text{Kn} \ll 1$) bildet sich über dem Teilchen eine Schicht, in der sich die Gastemperatur an die Oberflächentemperatur angleicht. Da die Moleküle durch die häufigen Stöße nahe der Oberfläche verweilen und so mehrfach stoßen, wird der Impulsübertrag auch vernachlässigbar. Aus diesem Grund weist die Photophorese bei $\text{Kn} \approx 1$ ihre maximale Effizienz auf. (Rohatschek, 1995)

Im Detail betrachtet hebt bei $\text{Kn} < 1$ die niedrigere Dichte auf der Seite mit höherer Temperatur (ideales Gasgesetz) den Effekt auf, da dann hier weniger Teilchen dafür mit

mehr Impuls an der wärmeren Seite ankommen. Deswegen wirkt diese Kraft nur an den Rändern des Teilchens, weil sie dort nicht komplett ausgeglichen wird. So ist auch hier das thermische Kriechen als Ursache maßgeblich mit beteiligt. (Nadler, 2008)

Die ΔT -Photophorese für ein sphärisches Teilchen in allen Druckbereichen wurde von Hettner (1928) und Rohatschek (1995) formuliert:

$$F_{\text{ph},T} = \frac{(2 + \delta)D\sqrt{\frac{\alpha}{2}}d\Delta T_s}{\frac{p}{\hat{p}} + \delta + \frac{\hat{p}}{p}} \quad (1.36)$$

mit

$$\hat{p} = \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \frac{6}{\pi} D \frac{T_g}{d} \quad (1.37)$$

und

$$D = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \kappa \frac{\bar{c}\eta}{T_g}. \quad (1.38)$$

Hierbei ist ΔT_s ist die Temperaturdifferenz über die Oberfläche, T_g die Gastemperatur, d der Teilchendurchmesser, p der Druck, $\kappa = 1.14$ der Koeffizient des thermischen Kriechens, \bar{c} die mittlere thermische Molekülgeschwindigkeit und η die dynamische Viskosität. Eine empirische Konstante δ gibt hier noch die Form des Maximums an – je größer δ ist, desto breiter wird das Maximum*.

Die Temperaturdifferenz ΔT_s lässt sich auch mittels der Intensität I – Bestrahlungsstärke, also Leistung der auftreffenden Strahlung pro Fläche – und der Wärmeleitfähigkeit des Teilchens Λ_p ausdrücken

$$\Delta T_s = \frac{dJ_1}{\Lambda_p} I. \quad (1.39)$$

J_1 bezeichnet dabei den Asymmetriefaktor, der für eine homogene Kugel $|J_1| = 1/2$ ergibt. (Rohatschek, 1995)

Die Richtung der Kraft kann dabei in oder gegen die Richtung des Lichtstrahls sein, je nachdem ob die Absorption der Strahlung vorn stärker ist, oder durch die Brechung das Licht hinten gebündelt wird, und dann an der Rückseite der Kugel mehr Strahlung absorbiert wird. (Rohatschek, 1995)

Für nicht sphärische und/oder nicht homogene Teilchen kann die ΔT -Photophorese einen Winkel von mehreren Grad zwischen Kraft und Beleuchtungsrichtung aufweisen (Loesche et al., 2013). Ebenso kann eine Rotation der Teilchen die Kraft verringern und ihre Richtung ändern (Loesche et al., 2014).

* Eine Verbreiterung des Maximums wird zum Beispiel durch eine Größenverteilung der betrachteten Teilchen hervorgerufen. Es sind auch schmalere Maxima mit $-2 < \delta < 0$ möglich. Es wird aber meist $\delta = 0$ benutzt.

$\Delta\alpha$ -Photophorese

Die $\Delta\alpha$ -Photophorese für den freien Molekülfluss lässt sich beschreiben durch

$$\mathbf{F}_{\text{ph},\alpha} = \frac{pS\Delta T_{s,g}}{4T_g} \Delta\alpha \mathbf{e}_{F\alpha}. \quad (1.40)$$

Hierbei ist $\Delta T_{s,g} = \bar{T}_S - T_g$ der Unterschied zwischen der mittleren Teilchentemperatur und der Gastemperatur, S ist die Oberfläche des Teilchens, $\mathbf{e}_{F\alpha}$ ist der Einheitsvektor in Richtung der Kraft und $\Delta\alpha$ lässt sich berechnen durch

$$\Delta\alpha = \frac{1}{S} \left| \int_S \alpha dS \right|. \quad (1.41)$$

Im Gegensatz zur ΔT -Photophorese ist die Kraft also nur von der Beschaffenheit des Teilchens und nicht der Richtung der Beleuchtung abhängig. (Cheremisin et al., 2005)

Gravito-, Elektro- und Magnetophotophorese

Für ein ausgerichtetes Teilchen (z.B. mit Gravitation, elektrischem Feld, Magnetfeld oder durch den Einfluss der Form des Teilchens) ist gerichtete Bewegung entlang einer beliebigen Achse möglich, auch Bewegung gegen die Schwerkraft bei seitlicher Beleuchtung wurde beobachtet (Rohatschek, 1956). Dies ist für Aerosole in der Stratosphäre interessant, da diese, wenn sie eine passende Ausrichtung besitzen, so deutlich längere Verweildauern bekommen können (Cheremisin et al., 2005).

Photophorese weit vom Gleichgewicht

Bisher wurde die Photophorese unter der Bedingung diskutiert, dass Teilchen- und Gastemperatur gleich sind. Die Annahme ist aber nicht zwingend der Fall. Loesche (2015) hat deswegen eine allgemeinere Formel aufgestellt, die im Bereich des freien Molekülflusses die Photophorese auf beliebige (sternförmige) Teilchen auch im Nichtgleichgewicht beschreibt:

$$F_{\text{ph}} \approx -\frac{\pi}{12} \alpha \alpha_m \frac{p}{\sqrt{T_g(T_g + \alpha(T_{\text{bb}} - T_g))}} d^2 \frac{I J_1}{\frac{2\Lambda_p}{d} + \alpha_m \alpha p \sqrt{\frac{2k_B}{\pi T_g m}} + 4\sigma_{\text{SB}} \epsilon T_{\text{bb}}^3} \quad (1.42)$$

dabei ist α_m der Impuls-Akkommodationskoeffizient, ϵ die Emissivität, σ_{SB} die Stefan-Boltzmann-Konstante, m die Molekülmasse und T_{rad} die Temperatur gegen die das Teilchen durch Strahlung kühlen kann. T_{bb} bezeichnet die Schwarzkörpertemperatur des Teilchens

$$T_{\text{bb}} = \sqrt[4]{\frac{I}{4\sigma_{\text{SB}}}} + T_{\text{rad}}^4. \quad (1.43)$$

Diese Formeln wurden mit Simulationen verglichen. Sie lieferten für die Simulationen teilweise bedeutend bessere Ergebnisse als die bisherigen Näherungen – insbesondere dann,

wenn die Temperatur des umliegenden Gases von der Temperatur des Strahlungsfeldes und damit des Teilchens abweicht.

1.5.3. Thermophorese

Von Thermophorese spricht man, wenn das Teilchen eine konstante Temperatur hat und ein Temperaturgradient im Gas existiert (Zheng, 2002). Dieser Effekt wirkt auch in Flüssigkeiten auf Teilchen und Moleküle. Er wird dort (unter anderem auch) Thermodiffusion genannt (Piazza und Parola, 2008). Im Limit des freien molekularen Gasflusses wurde die Thermophorese zuerst von Waldmann (1959) beschrieben

$$\mathbf{F}_{T,\text{fm}} = -\frac{16\sqrt{\pi}}{15} \frac{d^2 \Lambda_g}{4\sqrt{2k_B T_{g,\text{avg}}/\mu}} \nabla T_\infty. \quad (1.44)$$

Hierbei ist Λ_g die Wärmeleitfähigkeit des Gases, $T_{g,\text{avg}}$ die mittlere Gastemperatur und ∇T_∞ der Temperaturgradient weit von der Störung durch das Teilchen entfernt.

Für mittlere Knudsen-Zahlen und ebenfalls für den Slip Flow Bereich nahe des Kontinuums gibt es auch Näherungen, die Korrekturen dieser Formel darstellen (Zheng, 2002). Diese Formeln bedürfen verschiedener Parameter, die wiederum jeweils von der Knudsen-Zahl abhängen. Aus diesem Grund würde es hier zu weit führen, diese noch detailliert aufzuführen.

1.5.4. Strahlungsdruck

Obwohl der Strahlungsdruck nicht zu den Effekten des Übergangsbereiches zählt, weil er nicht vom Gasdruck abhängt, soll er hier kurz erwähnt werden, da er unter Umständen auch von Bedeutung für die Bewegung der betrachteten Staubeilchen sein kann.

Der Strahlungsdruck ergibt sich aus dem Impulsübertrag der Photonen. Die Kraft auf ein absorbierendes Teilchen mit Durchmesser d ist (Carroll und Ostlie, 2009)[S.67]

$$F_{\text{rp}} = \frac{I}{c} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2, \quad (1.45)$$

wobei die Strahlung hier durch ihre Intensität I gekennzeichnet ist, c ist die Lichtgeschwindigkeit.

1.5.5. Eruptionen eines beleuchteten Staubbettes

Ein weiterer beobachteter Effekt ist, dass ein bei niedrigem Druck (einige Millibar) mit hoher Intensität (einige kW/m²) beleuchtetes Staubbett Teilcheneruptionen zeigen kann (Wurm und Krauss, 2006; Wurm et al., 2008). Die ersten Erklärungsansätze basierten auf der Thermophorese und dem Festkörper-Treibhaus-Effekt (Wurm und Krauss, 2006): Durch die Beleuchtung wärmt sich die Oberfläche auf. Da mit sichtbarem Licht beleuchtet

wird, welches eine höhere Eindringtiefe in das Staubbett hat kann als das im Gegenzug vom Staub emittierte Infrarotlicht, können oberflächennahe Schichten effektiver durch Strahlung kühlen. Das Temperaturmaximum befindet sich somit im Inneren des Staubbettes, weil die Kühlung im Inneren durch Wärmeleitung deutlich ineffektiver ist (Kocifaj et al., 2011). Dieser Temperaturgradient an der Oberfläche bewirkt eine hebende Kraft (Abschnitt 1.5.3). Übersteigt die Thermophorese die Gravitation und Adhäsion, so werden Teilchen eruptiert.

Dieses Erklärungsmodell wurde mehrfach verbessert: Da die Thermophorese die nötige Kraft nicht hinreichend erklären kann, wurde als späterer Erklärungsansatz Photophorese herangezogen, weil diese Kraft deutlich größer ist. Allerdings musste auch hier eine sehr große photophoretische Kraft angenommen werden, damit die Eruption funktioniert. Während dieser Dissertation wurde als Ursache der Massenfluss (Gleichung 1.34) erkannt. Dieser ist als Erklärung schlüssiger als die vorherigen Ansätze und soll hier schon vorweggenommen werden.

Die Kraft auf Staubteilchen im Staubbett durch den Gasfluss wurde von de Beule et al. (2015) abgeschätzt: Die Region im Staubbett, die hebende Kräfte erfährt, wird als „activated layer“, also aktivierte Schicht bezeichnet. Für das Staubbett wird ein Temperaturverlauf nach Kocifaj et al. (2011) angenommen, was im Wesentlichen ein Temperaturgradient im Innern des Staubbettes über eine Länge $L_{x,1}$ von den tiefen Schichten konstanter Temperatur bis Nahe der Oberfläche und dann eine konstante Temperatur über eine Strecke $L_{x,2}$ bis zur Oberfläche ist. Die obere Strecke $L_{x,2}$ verhält sich entsprechend Darcy-Gesetz (Gleichung 1.21) als Strömungswiderstand, was auch in der Massenflussgleichung (Gleichung 1.34) enthalten ist. Die untere Strecke agiert nach derselben Gleichung als Pumpe. Es muss also im Inneren des Staubbettes einen Überdruck geben. Durch Einsetzen der Längen und Auflösen nach dem Überdruck folgt daraus

$$\Delta p = \frac{L_{x,2}}{L_{x,1} + L_{x,2}} p \frac{\Delta T}{T} \frac{1}{Q}. \quad (1.46)$$

Die Koeffizienten des thermischen und druckgetriebenen Flusses lassen sich durch Gleichung 1.35 abschätzen. Aus dem Druck ergibt sich die Kraft durch Multiplikation mit der projizierten Fläche des Teilchens. Ist diese Kraft auf ein Partikel, Aggregat oder das ganze Staubbett gesehen größer als die haltenden Kräfte, so kommt es zu Eruptionen im Staubbett.

1.6. Experimentplattformen für Analogexperimente

Mars und besonders protoplanetare Scheiben sind nicht für Experimente zugänglich – von den beschränkten Möglichkeiten der Marsrover und Lander abgesehen. Die einzige Möglichkeit Experimente durchzuführen ist daher die Nachstellung der relevanten Versuchsbedingungen. Für protoplanetare Scheiben als auch für den Mars ist eine wichtige und im Labor nicht ohne weiteres anpassbare Größe die Schwerkraft. Druck, Gaskom-

position und Temperatur lassen sich kontrollieren und einstellen, für Schwerelosigkeit werden allerdings dedizierte Versuchsaufbauten und Einrichtungen benötigt.

Ein weiteres Problem besteht darin, dass für Proben geeignete Analogmaterialien nötig sind, da extraterrestrisches Material nicht in großen Mengen – falls überhaupt – zur Verfügung steht. Diese müssen sorgfältig ausgewählt werden, damit sie den Originalmaterial möglichst genau entsprechen.

1.6.1. Schwerelosigkeit

Die Erdanziehungskraft lässt sich nicht abschirmen, daher sind bestimmte Apparaturen von Nöten, um Experimente in Schwerelosigkeit durchzuführen. Je nach Art der Anforderungen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Einige bieten sogar den Vorteil, dass nicht nur Schwerelosigkeit, sondern auch beliebige Restbeschleunigungen erzeugt werden können.

Als Alternative zur echten Schwerelosigkeit gibt es auch noch die Möglichkeiten des neutralen Auftriebs und den Klinostat. Wenn sich die Probe in einem Medium gleicher Dichte befindet wird die Probe durch den Auftrieb quasi schwerelos, dieses Verfahren heißt neutraler Auftrieb. Der Klinostat ist eine in drei Achsen drehbare Vorrichtung, in die die Probe eingespannt wird. Durch Drehung um diese Achsen wird erreicht, dass die Beschleunigung über längere Zeit gemittelt null ergibt – also die Beschleunigung in alle Richtungen gleichmäßig und abwechselnd wirkt. Beide eignen sich offensichtlich nicht für jeden Typ Experiment. Mit diesen Methoden lässt sich allerdings beliebig lange „Schwerelosigkeit“ erzeugen.

Echte Schwerelosigkeit ist allerdings schwieriger zu realisieren. Die Definition von Schwerelosigkeit ist, dass keine andere Kraft außer der Schwerkraft wirkt (Dorfmueller et al., 1998). Also muss sich das Objekt im freien Fall befinden und die Fallstrecke muss lang genug sein, damit das Experiment in der Fallzeit durchgeführt werden kann. Die Restbeschleunigung wird üblicherweise in Einheiten der Fallbeschleunigung $g_{\oplus} = 9.81 \text{ m/s}^2$ angegeben.

Fallturm

Ein einfaches Prinzip, Schwerelosigkeit für kurze Zeiträume zu realisieren, ist ein Fallturm. Limitierend wirkt hier die Fallstrecke - der Fallturm in Bremen hat zum Beispiel eine Gesamthöhe von 146 m. Diese Höhe entspricht dann einer Fallzeit von rechnerisch 5.5 s – allerdings kann nicht die komplette Höhe benutzt werden, da das Experiment kontrolliert gebremst werden und im Inneren des Turms auch die Abwurfvorrichtung vorhanden sein muss, die Fallzeit beträgt etwa 4.7 s.

Die Strecke aufwärts lässt sich zusätzlich nutzen (Katapult-Modus) – auch dort befindet sich das Experiment ja im freien Fall, es hat lediglich eine Anfangsgeschwindigkeit. Es ist dadurch eine doppelt so lange Schwerelosigkeit möglich (bis zu 9.3 s – damit das Experiment nicht am höchsten Punkt kollidieren kann). Das Experiment erfährt dann

beim Start jedoch zuerst eine starke Beschleunigung, sodass hier nicht jedes Experiment für den Katapultstart tauglich ist.

Beim Abwurf treten nur beim Bremsen des Experiments größere Kräfte auf. Wenn die Probe erst nach der Messung durchs Abbremsen beeinflusst wird, ist das für die viele Experiment akzeptabel, sodass sich fast jedes Experiment abwerfen lässt. Der Vorteil des Fallturms ist seine sehr gute Qualität der Restgravitation (besser als $10^{-6} g_{\oplus}$). Der Nachteil ist, dass maximal 9.3 s Schwerelosigkeit am Stück zur Verfügung stehen und das beim Abbremsen (und eventuell Starten) Beschleunigungen bis $30 g_{\oplus}$ auftreten. (*ZARM Drop Tower Bremen User Manual* 2012)

Parabelflug

Wird längere Schwerelosigkeit benötigt, muss die Fallstrecke entsprechend verlängert werden. Eine Möglichkeit ist ein Parabelflug. In einem Flugzeug (zum Beispiel ein Airbus A-310) wird eine Wurfparabel geflogen, wobei die Luftreibung durch den Schub ausgeglichen wird. Im Flugzeug ist so Raum zum Experimentieren in guter Schwerelosigkeit. Ein Parabelmanöver fängt beim Flug mit konstanter Höhe an. Danach wird das Flugzeug hochgezogen, dadurch wirken im Flugzeug etwa $1.8 g_{\oplus}$ für 20 s. Hat das Flugzeug einen Winkel von 47° gegen die Horizontale erreicht, lenkt es auf eine Parabel ein, auf der Parabel stehen ca 20 s Schwerelosigkeit zur Verfügung. Danach hat das Flugzeug einen Winkel von -42° und zieht diesen wieder in die Horizontale, was erneut 20 s mit bis zu $1.8 g_{\oplus}$ erzeugt. Somit ist das Flugzeug wieder in der Ausgangssituation und kann (nach einer kurzen Pause für Experimentvorbereitungen) weitere Parabeln fliegen. Eine normale Kampagne besteht aus 93 solcher Parabeln, sodass hier sowohl gute Statistik als auch eine lange totale Experimentierzeit möglich sind. Eine Restgravitation bis zu $\pm 0.05 g_{\oplus}$ ist zu erwarten und das Experiment muss viele Zyklen zwischen $1.8 g_{\oplus}$ und $0 g_{\oplus}$ überstehen.

Alternativ können auch Parabelflüge mit schnelleren Flugzeugen durchgeführt werden, dadurch erhöht sich die Dauer der Parabel, allerdings stehen noch keine Messkampagnen dafür zu Verfügung. Es sind aber Flüge mit Suborbitalflugzeugen geplant, mit denen sich Experimente von mehreren Minuten Schwerelosigkeit realisieren lassen. Experimente in Düsenjets ermöglichen auch längere Flugzeiten, sofern man eine Möglichkeit findet, das Experiment in den Jet zu integrieren und zu fliegen.

Rakete

Mehrere Minuten Schwerelosigkeit und mehr sind auf Höhenforschungsraketen möglich. Die Restgravitation beträgt meist um die $10^{-3} g_{\oplus}$. Das Experiment muss vollautomatisch laufen und die Stabilitäts- und Design-Anforderungen eines Raketenstarts erfüllen, was deutlich mehr Anspruch an die Entwicklung des Experiments stellt, vor allem, da der Platz und die Nutzlast in der Rakete deutlich beschränkter sind als bei den bisher genannten Methoden. (*REXUS User Manual* 2014)

Orbit

Eine sehr gute Restgravitation und eine unübertroffene Dauer sind im Orbit zu erreichen, entweder auf einem Satelliten oder als Experiment auf einer Raumstation. Die Nachteile sind dabei die sehr hohen Kosten, die Beschränkungen der Nutzlast und die langen Zeitskalen, die benötigt werden, um ein Experiment für solche Ansprüche zu entwickeln und zu spezifizieren. Außerdem gibt es Einschränkung bei Datenübertragung und Energiebedarf. Bei Satelliten ist die Bergung des Experiments ebenfalls schwierig.

Reduzierte Schwerkraft

Es kann auch vorkommen, dass nicht Schwerelosigkeit, sondern reduzierte Schwerkraft (Mars, Mond oder andere zölestische Objekte) angestrebt wird. Auf dem Parabelflug ist das durch eine andere Steigung der Parabel möglich. Alternativ sind Fallturmkonzepte mit Linearmotor oder mit einem Seil und Gegengewicht möglich. Im selben Aufbau wirkt auf dem hochgezogenen Gewicht Hypergravitation (also mehr als $1 g_{\oplus}$), sodass hier gut Effekte bei verschiedener Schwerkraft verglichen werden können (e.g. (Altshuler et al., 2014)). Eine dritte Alternative ist, eine Zentrifuge in Schwerelosigkeit zu betreiben, die durch die Zentrifugalkraft die Schwerkraft in der Schwerelosigkeit wieder simuliert (z.B. Experiment von de Beule, unveröffentlicht).

1.6.2. LoPWiT (Low Pressure Wind Tunnel)

Für den Staubtransport auf dem Mars ist vor allem der Druck und Wind von Bedeutung (siehe Sektion 1.4), deswegen wurde ein Windkanal für Millibar Drücke entwickelt. Der Kanal in der aktuellen Ausbaustufe wird in Abschnitt 2.4.1 beschrieben und ist in Abbildung 2.14 gezeigt. Er basiert auf dem Experimentaufbau von Paraskov et al. (2006), ist aber eine größere Ausbaustufe von insgesamt 18 m Länge und 320 mm Durchmesser mit 3 Experimentiersektionen: horizontal, aufwärts- und abwärts-gerichteter Wind. Er kann bei Drücken zwischen 0.1 und 10 mbar Windgeschwindigkeiten bis zu 100 m/s erzeugen. In Küpper (2012) wurde der Kanal schon in der jetzigen Form getestet, dort ging es hauptsächlich um die Vermessung der Strömung und die Optimierung der Durchführungs- und Auswertemethoden. Für die Messungen wurde dort ein einfacher im Kanal suspendierter zylindrischer Probenhalter benutzt. Die Optimierung des Probenhalters erfolgte erst nach diesen ersten Experimenten, wenn Erfahrungen vorlagen, wie der Probenhalter am besten zu realisieren ist.

1.6.3. Analog Materialien

Analogmaterialien sollen in den jeweils wichtigen Eigenschaften den echten Materialien gleichen, da Experimentergebnisse von diesen Eigenschaften abhängen. Zunächst jedoch müssen die Eigenschaften der echten und potentiellen analogen Materialien bekannt sein. Dies ist oft nur durch viele verschiedene Messmethoden möglich, die zum Teil vor Ort

durchgeführt werden müssen. Sind solche Messungen nicht möglich, lassen sich mithilfe von Annahmen und Modellen die Eigenschaften eingrenzen. Ist dann bekannt, welche Materialeigenschaften gewünscht sind, wird ein passendes Analogon gesucht, das entweder synthetisch hergestellt wird, oder natürlich auf der Erde vorkommt, da sich zum Beispiel die mineralogische und Größenzusammensetzung eines Bodens nur schlecht synthetisieren lässt. Hier sind dann auch wieder Messungen an verschiedenen in Betracht kommenden Proben nötig, sodass aus den infrage kommenden Proben die Beste bestimmt werden kann. (Seiferlin et al., 2008)

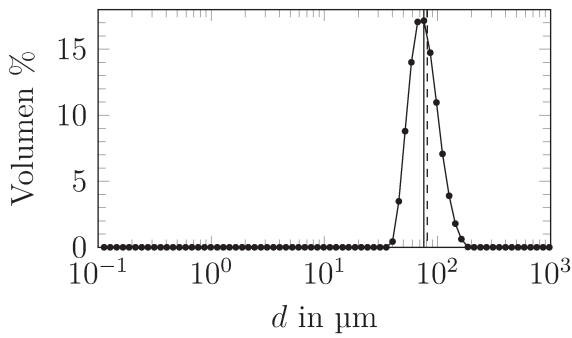
Es gibt zwei Ansätze für die Probenauswahl: entweder ein wohldefiniertes Analogon mit gut bekannten Materialparametern (z.B. möglichst monodisperse Kugeln eines Materials (wie Glas oder Glaskohlenstoff (Abbildung 1.8a und Abbildung 1.8b)) – mit dem Vorteil, dass alle Parameter wohldefiniert sind und diese auch gezielt variiert werden können, oder eine Probe, die dem Original in allen wichtigen Parametern am ähnlichsten ist. Solche Proben sind dann in der Regel Bodenproben aus einem sehr eng definierten Gebiet, die zum Teil auch noch prozessiert werden müssen. Ein bekanntes Beispiel für eine solche Probe ist der JSC-1 Mars Simulant: eine gesiebte Bodenprobe von einem einzelnen Gebiet eines Vulkanhangs auf Hawaii (Allen et al., 1998).

Marsanaloge

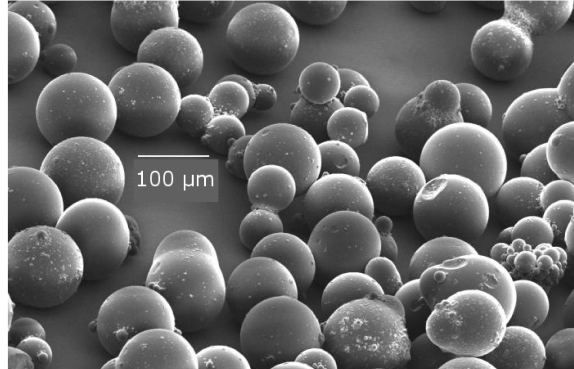
Für den Mars gibt es etliche Beobachtungen und durch Orbiter, Lander und Rover, ist vieles über die Materialien vor Ort bekannt. Eine Übersicht der Materialparameter und benutzte Analoga sowie ihre Vor- und Nachteile sind in Seiferlin et al. (2008) zu finden.

Für einen Windkanal ist die Größenverteilung, Adhäsion, Dichte und Form der Körner von Bedeutung, wie in Abschnitt 1.4.4 gezeigt. Durch den in Sektion 1.5 diskutierten Einfluss des Lichtes sind darüber hinaus die optischen Eigenschaften, Wärmeleitfähigkeit und – bei Erwärmung – der Anteil flüchtiger Bestandteile eine Rolle. Durch die elektrischen (Sektion 1.4.4) und magnetischen Eigenschaften können auch Kräfte entstehen. Deswegen wird eine gut charakterisierte Probe benötigt, damit möglichst alle der genannten Parameter ähnlich sind.

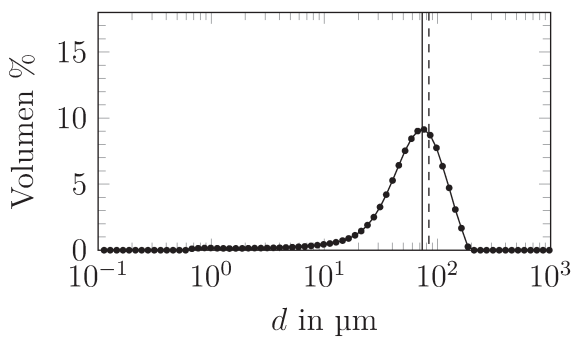
Aus diesem Grund wurde Mojave Mars Simulant (MMS) – ein charakterisiertes Marsanalogon – benutzt. Es hat einen niedrigen Anteil flüchtiger Bestandteile und eine Größenverteilung, die sowohl Sand wie feinen Staub (bis unter 1 μm) – wie in der Marsatmosphäre vorhanden – beinhaltet (Peters et al., 2008), siehe Abbildung 1.8e. Da MMS durch Mahlen und Sieben von Gesteinsproben entsteht (Peters et al., 2008), sind die Körner eckig. Durch fluviale Einflüsse erzeugte Körner werden zwischen größeren Teilchen zerrieben und sind scharfkantig, aeolische Einflüsse runden die Körner ab – dieser Prozess ist jedoch sehr langsam (Bagnold, 1941, S.8). Eine Mikroskopaufnahme der Probe (Abbildung 1.8f) zeigt die oft mit spitzen Winkeln ausgestatteten Körner, die breite Größenverteilung und inhomogene Materialzusammensetzung.



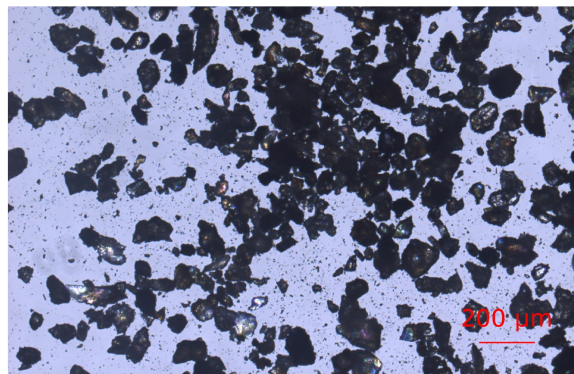
(a) Größenverteilung Glaskohlenstoff.



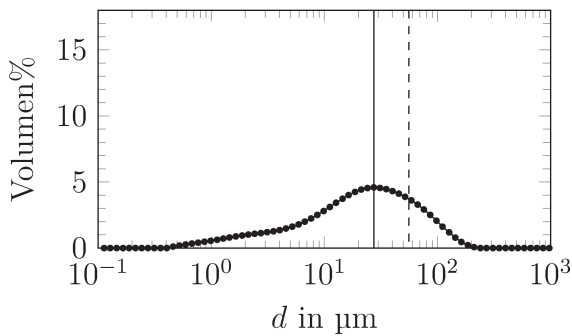
(b) TEM-Bild Glaskohlenstoff.



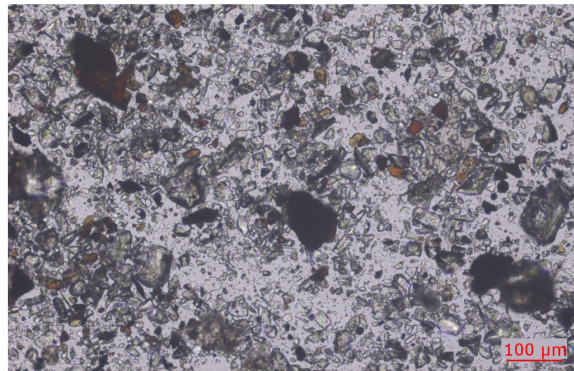
(c) Größenverteilung Basalt. (de Beule et al., 2015)



(d) Mikroskopaufnahme Basalt.



(e) Größenverteilung MMS. (Küpper und Wurm, 2015b)



(f) Mikroskopaufnahme MMS (Mojave Mars Simulant)

Abbildung 1.8. – Größenverteilungen und Mikroskopaufnahmen der verschiedenen Proben im Vergleich. Bei der Größenverteilung (mit *MASTERSIZER 3000* in Nassdispersion gemessen) ist jeweils das Maximum der Verteilung als durchgezogene Linie und die mittlere Größe als gestrichelte Linie eingetragen.

Analoga für protoplanetare Scheiben

Die Zusammensetzung der Sonne wird als Analogon für die Zusammensetzung einer protoplanetaren Scheibe angenommen. Das älteste bekannte feste Material stammt aus sogenannten CI-Chondriten* – damit bezeichnet man eine bestimmte Klasse von Meteoriten (Anders und Grevesse, 1989). Chondrite bestehen zum großen Teil aus Silikaten, daher sind gängige Analogmaterialien Basalt oder reines SiO_2 . Es besteht zudem die Möglichkeit, Material aus Meteoriten zu extrahieren und für Experimente zu benutzen.

Silikate wurden auch im Interstellaren Medium nachgewiesen; die dort gefundenen Silikate haben eine Größenverteilung zwischen ca. 10^{-3} – $1\ \mu\text{m}$ (Weingartner und Draine, 2001). In protoplanetaren Scheiben wachsen diese anfangs kleinen Teilchen – verschiedenen Beobachtungen zur Folge – schnell auf einige Mikrometer (Testi et al., 2014).

In den hier dargestellten Experimenten wurde Basalt als Analogmaterial für protoplanetare Scheiben verwendet. Die Probeneigenschaften sind in Abbildung 1.8c und Abbildung 1.8d dargestellt. Basalt ist vulkanischen Ursprungs, hat eine ähnliche Zusammensetzung, wie man sie auch in Meteoriten und auf anderen terrestrischen† Planeten findet, ist kommerziell erhältlich und wird im Steinbruch gewonnen. Aufgrund der Größe und Zusammensetzung ist er ein mögliches Analogon zum Beispiel für Kollisionsexperimente in einer protoplanetaren Scheibe, da ähnliche Zusammensetzungen ähnliche Haftkräfte bewirken.

* CI-Chondrite sind in den schweren Elementen der Sonne ähnlich

† Man teilt die Planeten in Kategorien ein. Eine umfasst die terrestrischen, auch erdähnlichen und Gesteins-Planeten. Abgegrenzt (und teilweise auch separat behandelt) werden die (Gas- oder Eis-) Riesen

2. Experimente

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Experimente und ihre Auswertungen dargestellt. Der Bezug zur Planetenentstehung und den aeolischen Prozessen auf dem Mars wird dann im nächsten Kapitel dargestellt. Es wurden insgesamt vier verschiedene Experimente durchgeführt, um damit fünf Aspekte der auftretenden Effekte näher zu beleuchten.

Im Parabelflug-Experiment* wurden die Kräfte auf einen porösen makroskopischen Körper gemessen (Küpper et al., 2014d). Das Hauptaugenmerk lag hierbei auf dem Einfluss der Poren.

Im Fallturmversuchen wurden diese Kräfte im Detail untersucht. Dabei lag der Fokus sowohl auf einzelnen Aggregaten (Küpper et al., 2014b) als auch auf den Kräften auf ein Staubbett (de Beule et al., 2014).

Diese lichtinduzierten Kräfte auf ein Staubbett wurden zudem im Windkanal in Verbindung mit Wind betrachtet (Küpper und Wurm, 2015b). So lässt sich der Einfluss der Kräfte auf aeolischen Transport bei niedrigen Intensitäten bestimmen.

Zuletzt wurde für eine Höhenforschungsrakete† ein Experiment entwickelt, dass die Kräfte auf eine optisch dichte Wolke von Teilchen und Aggregaten untersucht (Köster et al., 2015; Schywek et al., 2015). Da die Photophorese bisher meist im optisch dünnen Medium betrachtet wurde.

* Das Experiment „Dustbrothers“ wurde im Rahmen des studentischen Parabelflugprogramms „Fly Your Thesis“ der ESA durchgeführt. „Fly your Thesis“ ist ein Wettbewerb, bei dem sich studierenden Teams mit einer Experimentidee für einen Platz auf einem Parabelflug bewerben können, die besten Teams dürfen ihr Experiment umsetzen, und bekommen sowohl finanzielle als auch technische Unterstützung durch die ESA.

† Zugriff zu einer Raketen Payload wurde im Rahmen des „Rexus/Bexus“-Programms ermöglicht. Das „Rexus/Bexus“-Programm wird in Kooperation vom deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) und dem Swedish National Space Board (SNSB) realisiert. Die schwedischen Anteile der Payload werden durch eine Kollaboration mit der European Space Agency (ESA) für Studierende europäischer Länder ausgeschrieben. EuroLaunch, eine Kooperation des Esrange Space Center (SSC) und der Mobilen Raketen Basis (MORABA) des DLR, ist für das Management und die Durchführung der Kampagne verantwortlich. Den Teams stehen Experten von DLR, SSC, ZARM und ESA für technische Unterstützung zur Seite.

2.1. Kraft auf einen porösen Körper – “Fly Your Thesis” Parabelflug

2.1.1. Aufbau

Das Experiment* und Messaufbau sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Das Messprinzip ist einfach: In einem Temperaturgradienten liegt eine poröse Platte. Sie wird durch die Kräfte des Gasflusses (Sektion 1.5.1) und auch der Thermophorese (Abschnitt 1.5.3) angetrieben, sind diese Kräfte stärker als die Restgravitation, hebt die Platte ab. Die Gravitation zum Zeitpunkt des Abhebens ist damit auch die Beschleunigung durch den Gasfluss, da sich in dem Moment die Kräfte gerade ausgleichen.

Das Experiment ist in einer Vakuumkammer installiert und mit einem Pumpstand (Membran- und Turbomolekularpumpe) lässt sich der Druck einstellen. Eine Temperaturdifferenz zwischen dem Deckel und dem Boden des Probenraumes wird durch 2 Peltierelemente (55 mm Kantenlänge) erzeugt, deren Abwärme über die Kupferflansche und Kühlkörper dissipiert wird. Damit die Probe das Volumen zwischen den Peltiers nicht verlassen kann, wurde um dieses Volumen eine Begrenzung montiert. Zur Beobachtung dient eine Kamera mit 60 fps und ein LED Array, ein Beispielbild ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Restbeschleunigung wird mit einem Accelerometer mit 100 Hz Abtastrate erfasst, der Druck in der Kammer und die Temperatur der Peltier-Oberflächen werden ebenfalls aufgenommen. All diese Daten werden auf einem Laptop gespeichert, der auch zur Überwachung und Bedienung des Experiments dient.

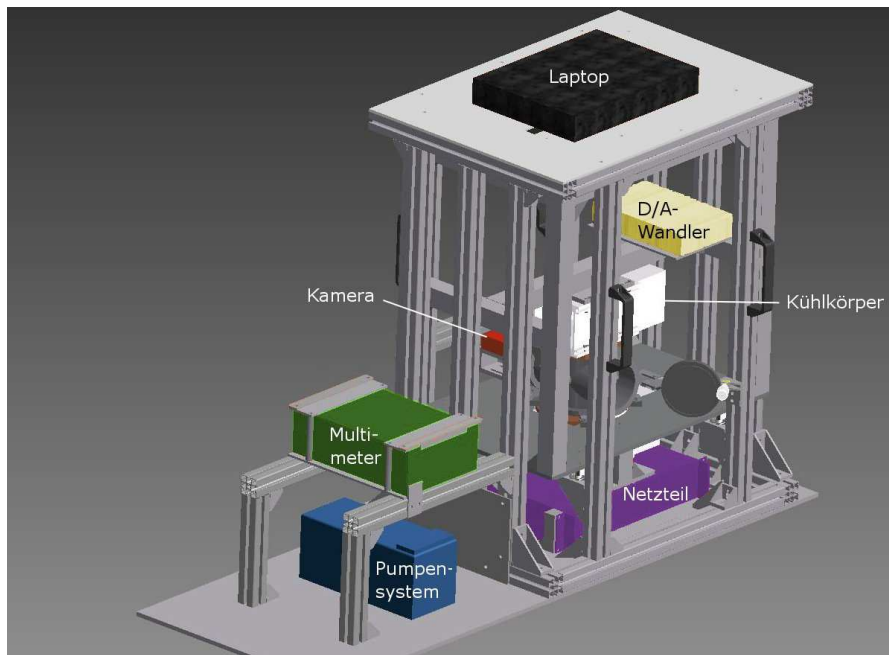
Die Drücke wurden während des Fluges vom niedrigsten Druck (10^{-3} mbar) zum höchsten Druck (10 mbar) variiert. Nach 15 Parabeln (der Hälfte des Fluges) war der höchste Druck erreicht; es wurde erneut evakuiert und die Drücke erneut eingestellt, um zwei unabhängige Messungen zu erhalten.

2.1.2. Proben

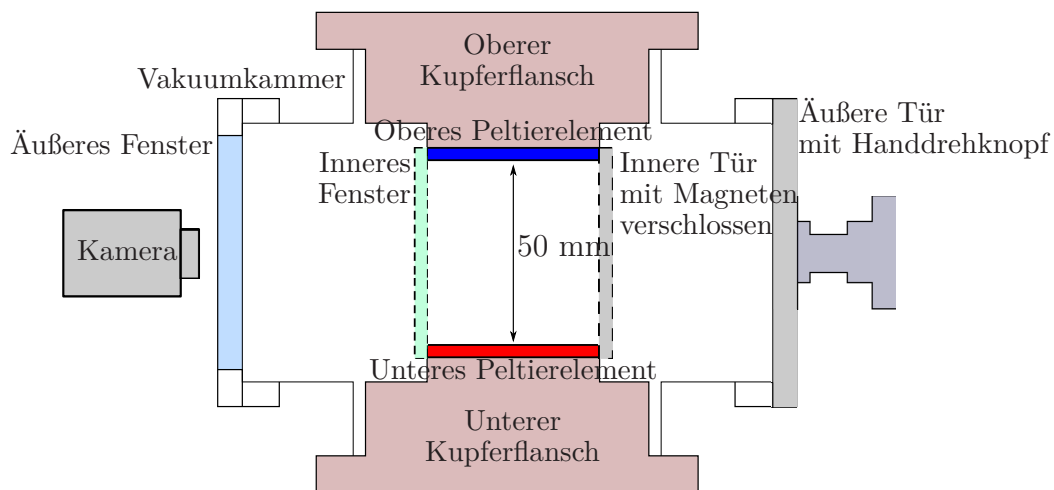
Als Proben wurden zu Platten gesinterte Glaskugeln benutzt. In Vorversuchen wurde erprobt, bei welchen Sinterbedingungen stabile Proben entstehen. Wichtig war, dass die Proben nicht während des Fluges zerbrechen, da ein Austauschen der Probe nur zwischen den Flugtagen oder wenn nötig in der Ruhephase ohne Parabeln nach der Hälfte des Fluges möglich war. Eine Übersicht der Maße der Glasplatten ist in Tabelle 2.1 gegeben.

Die Porosität wurde mittels des Volumens eines Zylinders und der Dichte der Glaskugeln (2520 kg/m^3) abgeschätzt. Die benutzten Proben wurden außerdem mittels Mikroskop-Aufnahmen charakterisiert, diese sind in Abbildung 2.3 gezeigt. Bei der ersten Probe ist zu sehen, dass das Sintern sehr effektiv war und dass die Poren vollständig durch das Sintern geschlossen wurden. Sie kann als Vergleichsmessung ohne Poren genutzt werden.

* In diesem Experiment war ich für die Entwicklung, Durchführung und Auswertung des Experiments mitverantwortlich und trug die Hauptverantwortung für die technische Dokumentation. Es wurde im Rahmen einer „Fly Your Thesis“-Parabelflugkampagne durchgeführt.



(a) 3D-Schema des Racks. Auf der oberen Platte befindet sich ein Laptop zur Steuerung des Experiments. Darunter ist ein Digital-Analog-Wandler für Kommunikation zwischen Netzteil und Laptop und auslesen des Accelerometers (nicht gezeigt). Ein Multimeter überwacht die Temperaturen der Peltiers und der Kammer. Auf der Basisplatte ist das Pumpensystem befestigt. In der Mitte ist die Kammer mit Kühlkörpern zu sehen. Hinter der Kammer ist die Kamera.



(b) Aufbau des Experiments. In der Vakuunkammer ist ein abgeteilter Bereich mit 2 Peltierelementen um einen Temperaturgradienten zu erzeugen. Zwischen den Peltierelementen befindet sich die Probe, deren Bewegung unter Mikrogravitation aufgenommen wird. (Küpper et al., 2014d)

Abbildung 2.1. – Experimentaufbau des Parabelflug

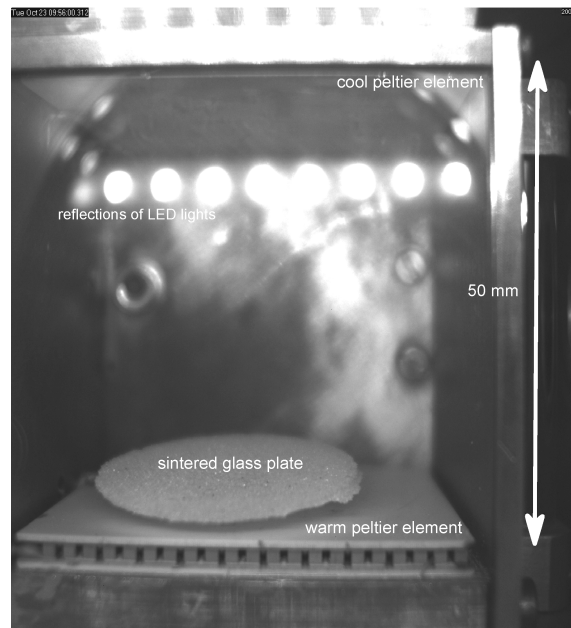


Abbildung 2.2. – Beispielbild einer Aufnahme. Die gesinterte Glasplatte (des ersten Flugtages) schwebt auf dem warmen Peltierelement. (Küpper et al., 2014d)

2.1.3. Auswertung

Ein Beispielsatz der Rohdaten ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur des oberen kalten Peltiers durch die Erwärmung des Kupferflansches leicht anstieg, wohingegen die Temperatur des unteren heißen Peltiers (wohl durch höhere Wärmeleitfähigkeit der Luft bei höherem Druck) sank. Das Einstellen des Drucks funktionierte einwandfrei und sowohl Druck als auch Temperatur waren während der Parabeln stabil.

Als Datenpunkte wurden die Differenztemperatur, die Restgravitation und der Druck zu dem Zeitpunkt aufgenommen, bei dem die Probe vom Boden abhob. Falls die Probe vor dem Abheben über den Boden schwebte, wurde die Messung verworfen, weil in diesem

Tabelle 2.1. – Probenparameter an den verschiedenen Flugtagen. (Küpper et al., 2014d)

Flugtag	1	2	3
Proben \varnothing in cm	3.5	2.2	2.2
Sintertemperatur in $^{\circ}\text{C}$	700	650	650
Sinterzeit in h	3.5	3.5	3
Kugel \varnothing in μm	150–250	150–250	40–70
Masse in g	2.29	0.72	0.66
Porosität in %	44.4	55.8	59.5

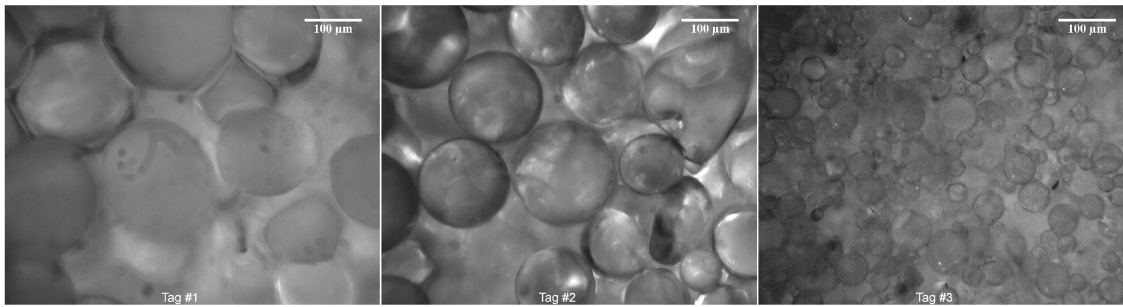


Abbildung 2.3. – Mikroskopaufnahmen der Flugproben. Im ersten ist das Sintern der Probe im Bild deutlich zu sehen, sodass kaum noch Poren existieren. Beide anderen Proben zeigen Raum in den Poren, der nicht direkt durch andere Kugeln ausgefüllt ist. (Küpper et al., 2014d)

Fall der Abhebezeitpunkt nicht genau zu bestimmen war, da die Beobachtungsperspektive Bewegungen nach hinten und nach oben sehr ähnlich aussehen lässt. Dadurch werden unterschiedlich viele Messwerte pro Parabel aufgenommen.

Die Differenztemperatur ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Da diese bei höheren Drücken niedriger ist, wird die Kraft bei den höheren Drücken verringert (Gleichung 1.36). Um diese Verringerung zu kompensieren, wurde die Restbeschleunigung auf eine Temperaturdifferenz von 100 K skaliert, indem die Kraft mit dem Faktor $100 \text{ K}/\Delta T$ multipliziert wurde. Dadurch lassen sich die Werte direkt vergleichen.

Eine Messung der Beschleunigungen, während die Platte schwebte, erwies sich durch die Taumelbewegung der Platte als unmöglich, da aus den 2D-Bildern der Schwerpunkt und dessen Geschwindigkeit nicht eindeutig bestimmt werden kann. Außerdem ändern sich Richtung und Stärke des Temperaturgradienten über der Platte durch die Rotation.

Zunächst einmal wird der Einfluss der Wand untersucht. Durch den Temperaturgradienten entsteht thermisches Kriechen an der Wand und führt zu einer Strömung im Inneren des Experimentvolumens, an den Wänden hinunter zur wärmeren Platte und dann zentral in der Kammer wieder aufwärts (Papadopoulos und Rosner, 1995); in der Mitte der Kammer lässt sich die Geschwindigkeit der Strömung zu 160 mm/s berechnen (bei 1 mbar und 100 K Temperaturdifferenz über die 5 cm Abstand zwischen den Peltiers). Die Beschleunigung auf die Probe ist dann nach Cunningham (Sektion 1.4.2) $1 \times 10^{-7} g_{\oplus}$. Liegt die Probe auf dem Boden, so ist der Fluss dort tangential zur Probe und langsamer als in der Mitte. Folglich wird die Beschleunigung noch geringer. Da diese Beschleunigung mehrere Größenordnungen unterhalb der Messwerten lag, wurde sie vernachlässigt.

Wichtiger sind die Oberflächeneffekte in Richtung Boden; da das Gas durch die Probe in den Zwischenraum zwischen Probe und Boden gepumpt wird. Dieses Gas kann nun entweder durch die Poren oder zwischen Probe und Boden seitlich entweichen, in beiden Fällen sorgt aber der Strömungswiderstand (nach Darcy, siehe Sektion 1.4.2) dafür, dass ein Überdruck unter der Probe entsteht. Die Platte kann, wie ein Luftkissenfahrzeug, über der Oberfläche schweben. Die Stärke dieses Effekts nimmt mit zunehmendem Abstand

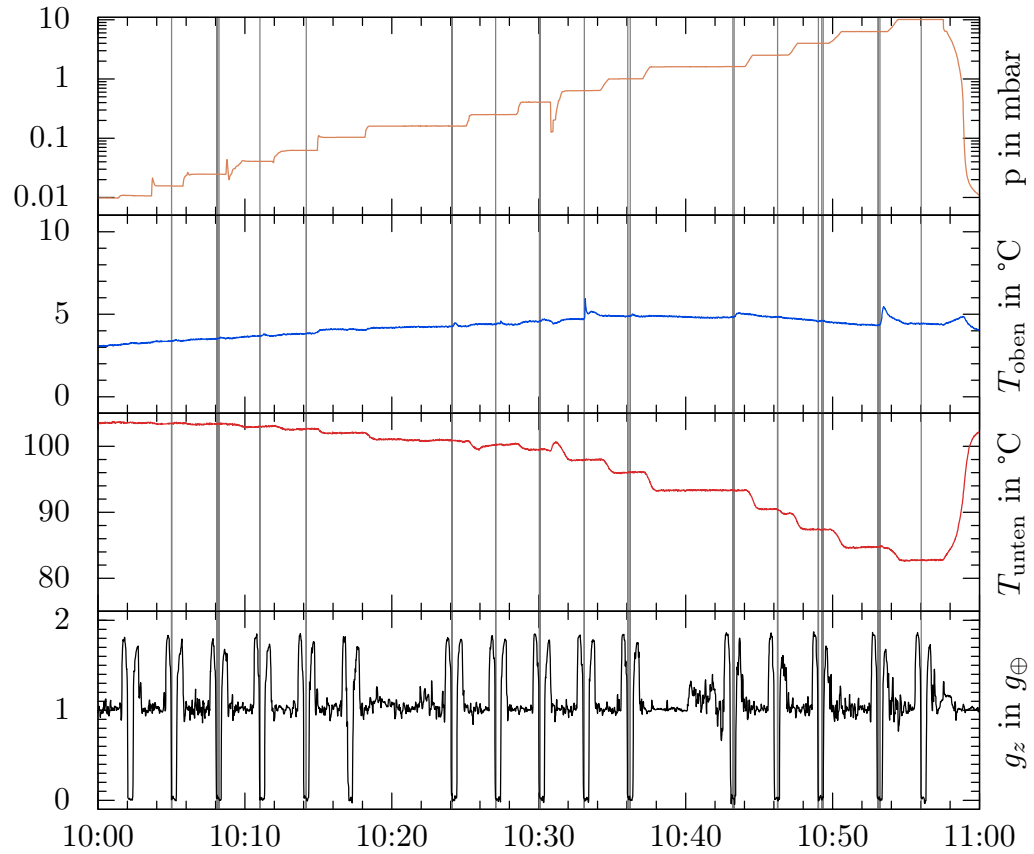


Abbildung 2.4. – Zusammenstellung der Rohdaten der ersten Hälfte des dritten Flugtages. Von oben nach unten: Druck, Temperatur des oberen Peltiers, Temperatur des unteren Peltiers und z-Komponente der Restbeschleunigung. Als senkrechte Linien sind die Messzeitpunkte des Abhebens eingezeichnet. (Küpper et al., 2014d)

zum Boden stark ab, weil der Strömungswiderstand zum seitlichen Entweichen des Gases abnimmt. Dieser Effekt kann einen kleinen systematischen Versatz in den Daten zur Folge haben, da durch die Nähe des Bodens somit zusätzliche Kräfte mitgemessen werden. Ist diese zusätzliche Kraft nur groß genug, um die Platte knapp über dem Boden schweben zu lassen, aber zu schwach, um die Platte weiter zu treiben, wird noch kein Ablösen beobachtet. Bei der Messung wurde dieser Effekt insofern berücksichtigt, dass Ablösevorgänge und nicht Bewegungen der Platte detektiert wurden, da der Bodeneffekt eine Platte nicht weit heben kann.

Die Messergebnisse sind in Abbildung 2.6 zusammengefasst. Die Proben vom ersten und dritten Flugtag zeigen keinen auswertbaren Zusammenhang. An die Daten vom zweiten Flugtag allerdings lässt sich eine doppelte Photophoresekurve (zwei unabhängige Kurven gemäß Gleichung 1.36) anpassen. Motiviert ist der Fit dadurch, dass für die Poren und für die gesamte Probe jeweils eine Kraft erwartet wird, die eine Beschleunigung erzeugt und bei einem gewissen Druck am stärksten ist. Für den Fit an die Daten vom

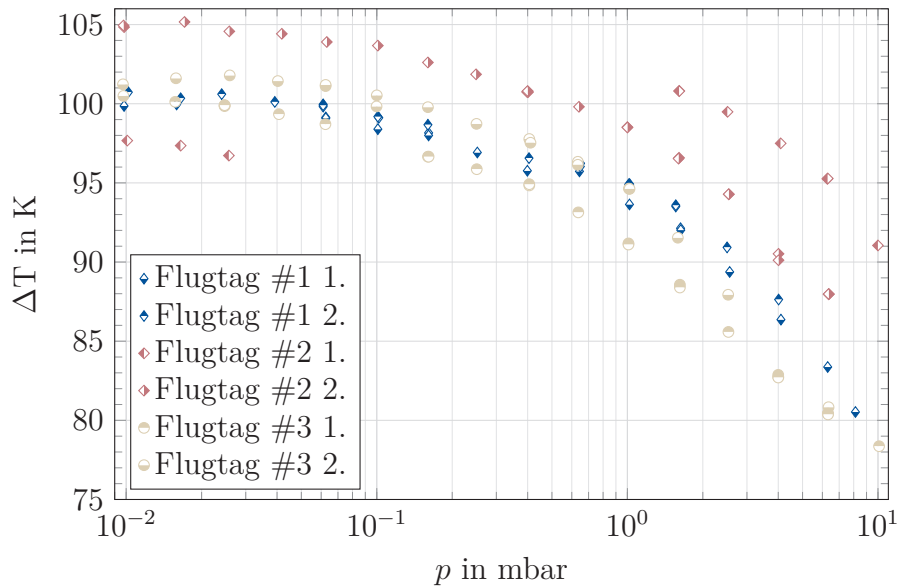


Abbildung 2.5. – Abnahme der Temperaturdifferenz mit steigendem Druck. Durch die zwei Realisationen entstehen zwei Kurven pro Tag und durch das Invertieren des Temperaturgradienten am zweiten Tag entsteht die Lücke und der Sprung in den Datenpunkten, da beim invertierten Temperaturgradienten keine Datenpunkte ausgewertet wurden. (Küpper et al., 2014d)

zweiten Flugtag wurde

$$g(p) = \frac{2g_{\max,1}}{\frac{p_{\text{opt},1}}{p} + \frac{p}{p_{\text{opt},1}}} + \frac{2g_{\max,2}}{\frac{p_{\text{opt},2}}{p} + \frac{p}{p_{\text{opt},2}}} \quad (2.1)$$

verwendet. Das Delta (aus Gleichung 1.36) wurde hier weggelassen, da es wenig Einfluss hatte und nahe bei null lag, so konnte die Anzahl der Parameter minimiert werden. Die Fit-Parameter sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sie bezeichnen den optimalen Druck der Photophorese für die Poren $p_{\text{opt},2}$ beziehungsweise die Probe $p_{\text{opt},1}$ und die Stärke der Beschleunigung der einzelnen Komponenten $g_{\max,1}$ und $g_{\max,2}$.

Die Daten werden nach derzeitigen Stand aufgrund des Gasflusses durch die Poren mit der Formel von Muntz (Sektion 1.5.1) besser beschrieben. Durch Auflösen der Gleichung 1.34 im stationären Zustand ($\dot{M} = 0$) nach Δp ergibt sich $\Delta p \propto pQ$. Der beste Fit-Ansatz ist deswegen eine Kombination aus Photophorese auf die Probe und Gasfluss durch die Poren

$$g(p) = \frac{2v_1}{\frac{v_2}{p} + \frac{p}{v_2}} + v_3 p Q \left(\frac{v_4}{p} \right). \quad (2.2)$$

Diese Fit-Parameter sind zusätzlich in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sie haben bei der Photophorese gleiche Bedeutung. Für den Massenfluss ist die Bedeutung allerdings schwieriger anzugeben, da das Maximum nicht bei v_4 liegt und v_3 auch keine leicht ersichtliche Bedeutung in dem Plot hat.

Tabelle 2.2. – Fit-Parameter für den zweiten Flugtag. (Küpper et al., 2014d)

Parameter	Wert		
$g_{\max,1}$	0.057	± 0.007	g_{\oplus}
$p_{\text{opt},1}$	0.025	± 0.006	mbar
$g_{\max,2}$	0.040	± 0.005	g_{\oplus}
$p_{\text{opt},2}$	4.0	± 1.0	mbar
v_1	0.056	± 0.004	g_{\oplus}
v_2	0.024	± 0.004	mbar
v_3	0.057	± 0.017	g_{\oplus}/mbar
v_4	2.76	± 0.97	mbar

Durch Vergleich der Fit-Parameter oder Fit-Kurven mit den Berechnungen der optimalen Knudsen-Zahl beim zweiten Flugtag (Abbildung 2.6c) ergibt sich, dass die optimalen Knudsen-Zahlen gut mit dem Maximum der Beschleunigung übereinstimmt. Dass dies für die gut messbare Probengröße besser funktioniert, als für die nur schätzbare Porengröße ist verständlich. Der Fit entspricht den Erwartungen und zeigt einen großen Einfluss der Poren, der vergleichbar mit der Beschleunigung aufgrund der Photophorese ist.

Am Flugtag eins hatte die Probe keine Poren (Abbildung 2.3), daher fällt der zugehörige Peak weg, außerdem lag sie oft an die Wand gelehnt, da sie größer als die danach benutzten Proben war (Tabelle 2.1). Deshalb war der Wärmekontakt zum Boden durch das Anlehnen schwächer, zudem steigt durch das starke Sintern die Wärmeleitung zwischen den Glaskugeln. Der Temperaturgradient wird also durch mehrere Effekte schwächer, damit wird das Messsignal sehr klein. Die Folge ist, dass diese Probe keine auswertbaren Peaks zeigt.

Für den dritten Flugtag liegt der theoretisch optimale Druck für die Poren nahe am Messbereichsende und koinzidiert mit dem einen erhöhten Messwert. Die kleineren Poren sind allerdings auch schneller vom Sintern betroffen, da sie leichter zu verschließen sind. Eine Erklärung, warum ein Maximum für die Probengröße nicht auftaucht, ist nicht zu finden. So zeigt nur eine von drei Messungen den erwarteten Verlauf, sodass diese Messung auch ein Zufall sein könnte. Allerdings liegen die Beschleunigungen von Flugtag zwei um einen Faktor zwei höher als bei den anderen Tagen, was eine Messung des Verlaufs deutlich vereinfacht.

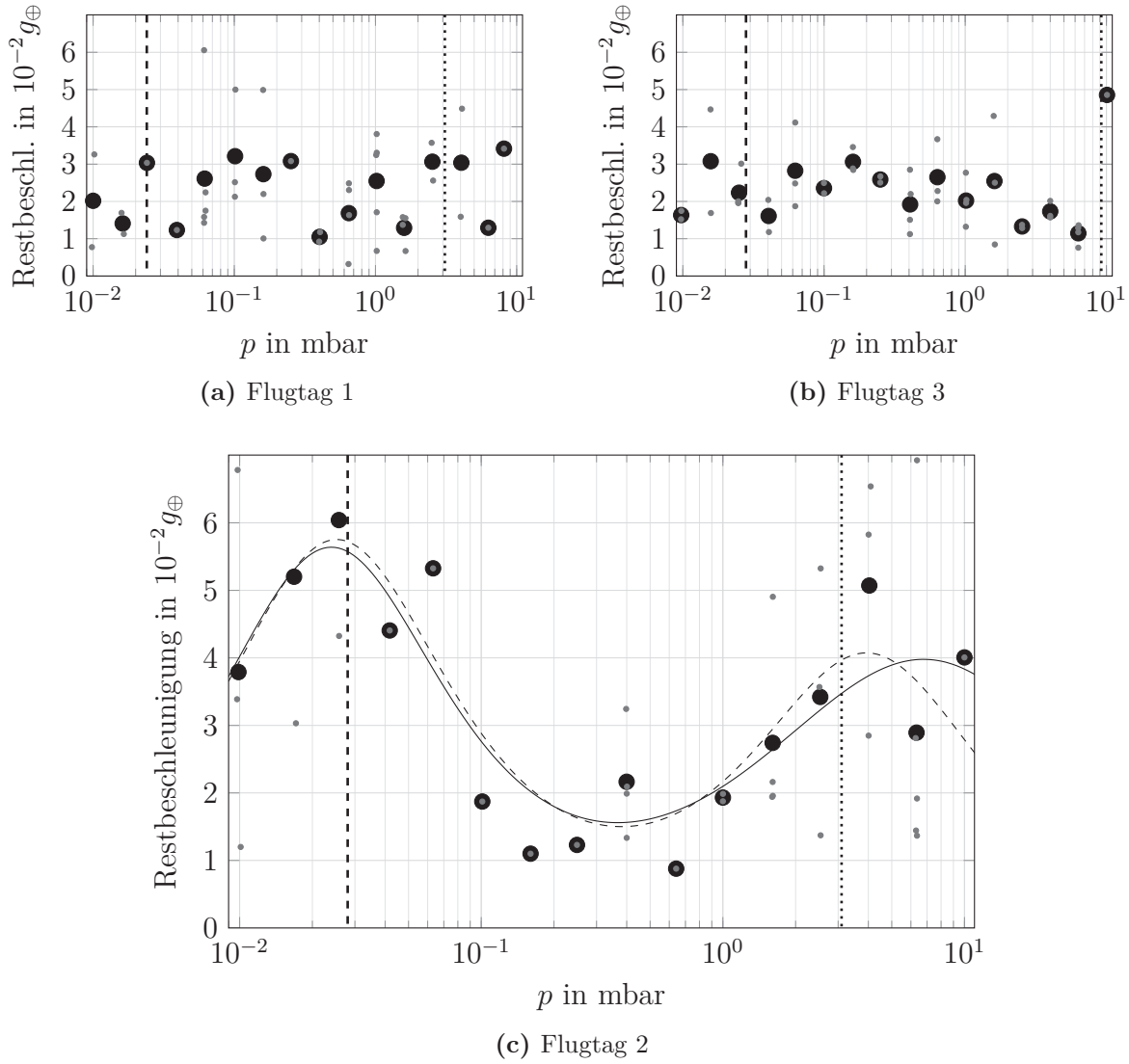


Abbildung 2.6. – Restbeschleunigung beim Abheben der Probe. Die Messunsicherheit beträgt $0.01 g_{\oplus}$. Die einzelnen Messungen sind als graue Punkte markiert. Die schwarzen Punkte markieren den Mittelwert der Messungen zu einem Druck. Zusätzlich eingetragen sind $\text{Kn} = 1$ für die Probe (berechnet nach Dürmann et al. (2013)) als senkrechte gestrichelte Linie und eine gepunktete Linie für die Poren (20 % Kugeldurchmesser). Für den zweiten Flugtag sind auch die beiden Fits gezeigt: doppelte Photophoresis (gestrichelt) und Photophoresis und Gasfluss (durchgezogen). Nach (Küpper et al., 2014d)

2.2. Photophorese an Aggregaten – Fallturm Experiment

Es sind verschiedene Analysen aus dem im Folgenden dargestellten Fallturmexperiment entstanden. Hier liegt der Fokus auf den Aggregaten, die sich in Schwerelosigkeit bewegen*. In der nächsten Sektion 2.3 geht es dann um den Gasfluss durch den Boden.

2.2.1. Aufbau

Der Aufbau ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Dieser Aufbau wurde in eine Fallturmkapsel integriert und im Katapult-Modus betrieben, sodass im Experiment 9 s Experimentierzeit mit Restgravitation kleiner $10^{-6} g_{\oplus}$ zur Verfügung stehen. Zwei Staubbetten mit Basaltstaub (Teilchengröße kleiner $125 \mu\text{m}$) wurden in der Vakuumkammer präpariert, die Vakuumkammer wurde danach auf $4 \pm 0.5 \text{ mbar}$ abgepumpt und anschließend für den Start das Staubbett durch einen schwenkbaren Deckel verschlossen.

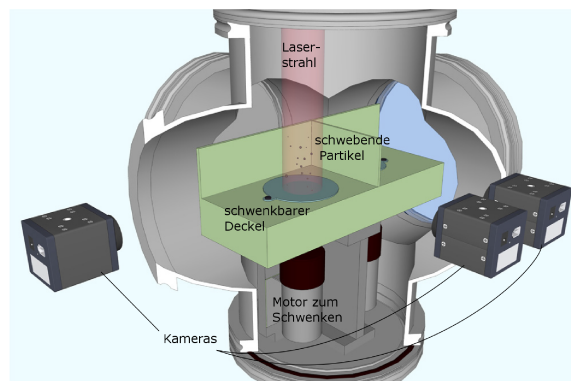


Abbildung 2.7. – Aufbau des Fallturmexperiments. In einer Vakuumkammer ist der Probenhalter. Unter zwei schwenkbaren Deckeln befindet sich jeweils eine Basaltstaubprobe. Der Deckel ist bei Start und Landung des Experimentes geschlossen, um zu vermeiden, dass der Staub in der Kammer verteilt wird. Das Staubbett wird von einem Laser (955 nm 20 kW/m^2 und 3.4 cm Strahldurchmesser) beleuchtet, sodass die Staubteilchen und das Staubbett mit den Kameras beobachtbar sind. (Das Bild wurde von T. Jankowski zur Verfügung gestellt.) Küpper et al. (2014b)

Hier wird nur auf das für die Auswertung benutzte große Staubbett eingegangen. Der Deckel öffnet sich 500 ms nach dem Start der Kapsel. Dabei wird der Staub mit einem Laser (955 nm , 20 kW/m^2 und 3.4 cm Strahldurchmesser) beleuchtet, sodass Stauberuptionen beobachtbar sind. Eine Sekunde vor dem Abbremsen schließt sich der Deckel wieder während der Laser die freien Teilchen weiter bestrahlt. Zur Beobachtung dienen zwei Kameras pro Staubbett mit 500 fps und einer Auflösung von $512 \times 512 \text{ Pixeln}$. Ein Kamerabild ist in Abbildung 2.8 zur Veranschaulichung gezeigt.

* Bei diesem Projekt, was auch in Küpper et al. (2014b) veröffentlicht ist, habe ich die Auswertung der Experimentdaten übernommen.

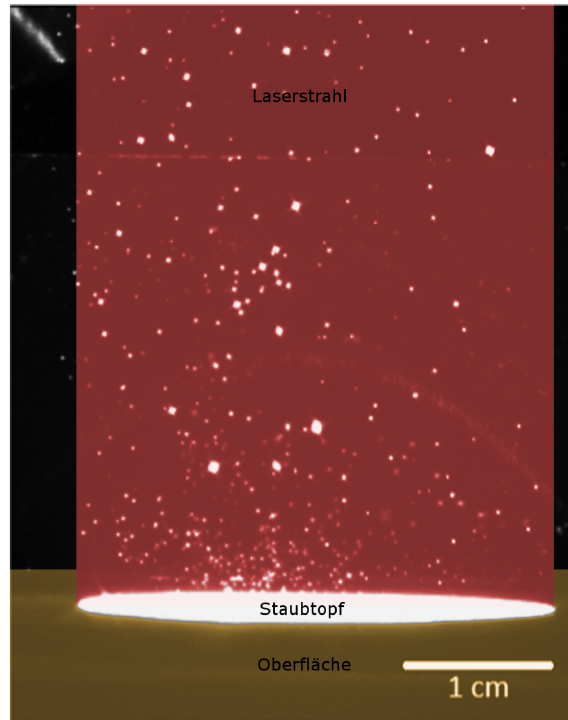


Abbildung 2.8. – Schnappschuss der Teilchen unter Mikrogravitation. Boden und Laserstrahl wurden hier zusätzlich kenntlich gemacht. (Küpper et al., 2014b)

Für diese Auswertung wurden die Daten einer Kamera nach dem Schließen des Deckels benutzt, genau genommen 160 ms nach Schließen des Deckels wegen der durch das Schließen induzierten Strömung. Die schwerelosen Teilchen im Laserstrahl erfahren eine photophoretische Kraft, die nicht von Restbeschleunigung oder Eruptionen gestört wird.

2.2.2. Messungen

Es wurden 120 Teilchen, die mindestens 10 Bilder sichtbar waren, im oberen Bildbereich manuell getrackt. Die Trajektorien ließen sich dabei in eine kleine Zahl verschiedener Bewegungstypen aufteilen (Beispiele in Abbildung 2.9). Die Teilchen haben entweder eine Bewegungsrichtung zur Lichtquelle oder von der Lichtquelle weg, wobei sie dabei teilweise noch eine Rotation um diese Richtung zeigen, was zu einer helikalen Bahn führt. Einige wenige Teilchen bewegen sich hauptsächlich seitwärts.

Die Größenverteilung des ausgelösten Staubes ist aus von Kelling und Wurm (2011) Experimenten am Boden bekannt. Diese Größenverteilung des Durchmessers d wird gut durch die Fit-Funktion

$$P_r = \frac{w_1}{w_2 + \frac{d^2}{4\text{m}^2}} \quad (2.3)$$

mit $w_1 = 1.37 (\pm 0.07) \times 10^{-9}$ und $w_2 = 2.7 (\pm 0.2) \times 10^{-11}$ beschrieben, die Messungen und der Fit sind in Abbildung 2.10a zu sehen.

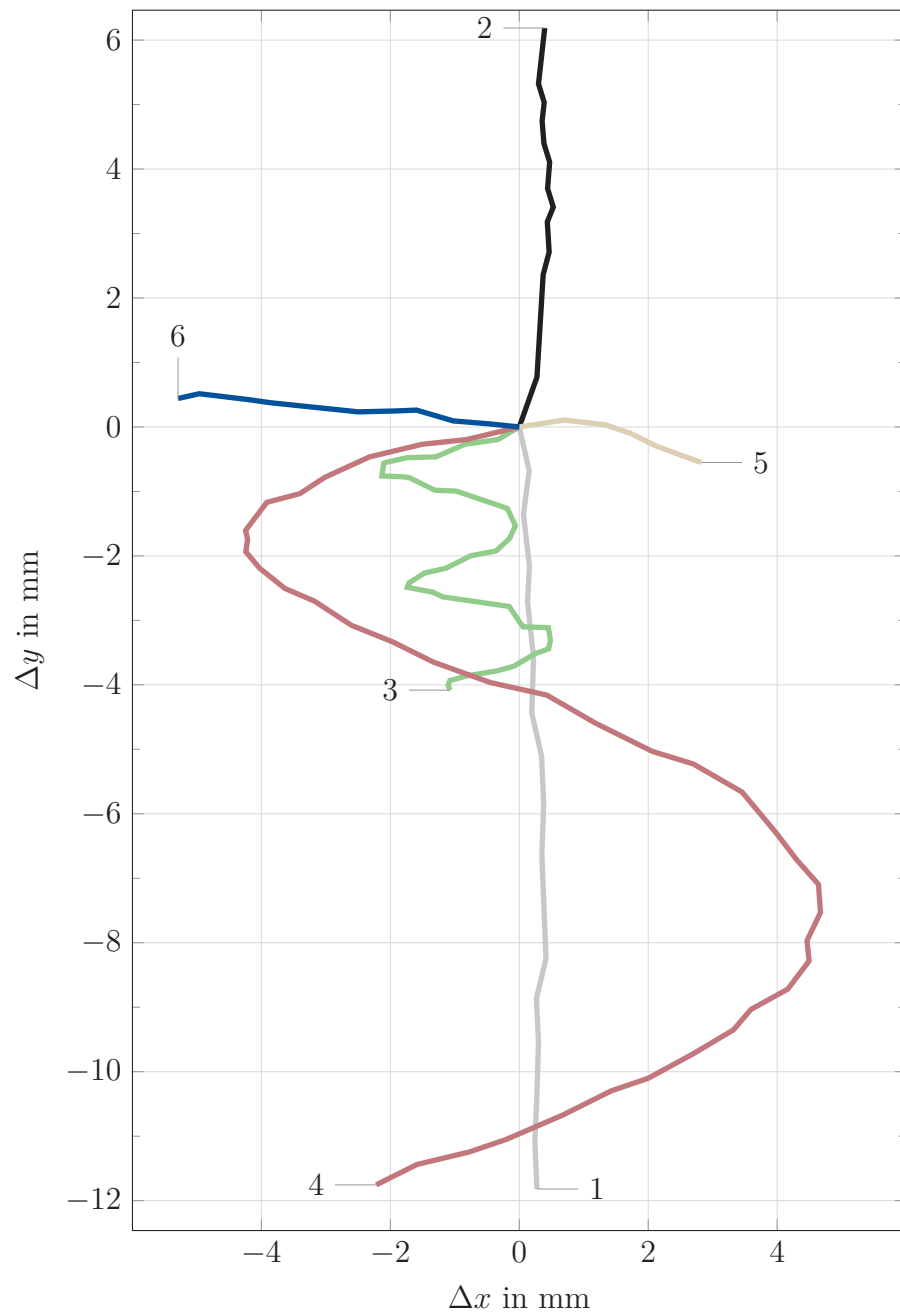


Abbildung 2.9. – Auswahl der verschiedenen typischen Bewegungen – korrigiert für die übrig gebliebene Driftbewegung (siehe Text), (1-Grau) positive Photophorese, (2- Schwarz) negative Photophorese, (3,4- grün,rot) starke helikale Komponente, (5,6 - beige, blau) Seitwärtsbewegung. Damit die Bahnen besser vergleichbar sind, wurden die Positionen relativ zum Startpunkt der Partikelbahn aufgetragen. (Küpper et al., 2014b)

Da die Driftgeschwindigkeit durch die ΔT -Photophorese für große Knudsen-Zahlen linear mit der Teilchengröße skaliert (Wurm und Krauss, 2006; Kelling und Wurm, 2013), ist zu erwarten, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Größenverteilung ähnelt. Allerdings gibt es noch eine Restbewegung (Gasfluss durch thermisches Kriechen, Thermophorese und verbleibende Gasbewegung), die abgezogen werden muss. Für die Driftgeschwindigkeit wurde nur die Komponente der Geschwindigkeit entlang der Beleuchtungsrichtung genutzt, weil die andere Komponente durch die helikalen Bahnen beeinflusst wird und somit nur mit größerem Fehler zu bestimmen ist. Außerdem wurden für den Fit nur Geschwindigkeiten größer als -0.005 m/s benutzt (der kleine Anteil links des Häufigkeitsmaximums wurde also vernachlässigt), weil die Teilchen mit negativeren Geschwindigkeiten negative Photophorese gezeigt haben und als spezielle Sonderfälle ausgenommen wurden. Es ergibt sich dann eine Fit-Funktion für die Geschwindigkeit

$$P_{u_{\text{ph}}} = \frac{w_1}{w_2 + \left(\frac{u_{\text{ph}} - u_0}{w_3}\right)^2}, \quad (2.4)$$

wobei w_1 und w_2 von Gleichung 2.3 übernommen wurden, infolgedessen ergibt sich der Umrechnungsfaktor zwischen Größe und Geschwindigkeit $w_3 = 1.422 (\pm 123) \text{ mm/s}$ und die Restbewegung $u_0 = 6.2 (\pm 0.6) \text{ mm/s}$. Der Fit und die Daten sind in Abbildung 2.10b dargestellt.

Für die Darstellung der Bahnen und Winkel wurde die Restbewegung u_0 aus Gleichung 2.4 in y-Richtung (vertikal) und die mittlere Geschwindigkeit aller Teilchen in x-Richtung (horizontal) subtrahiert. Die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen in x-Richtung sollte, wenn die Symmetrie nicht durch die Gasbewegung gestört, null sein, somit gibt der Wert ein Maß für die Gasbewegung an. Insgesamt ergibt das 103 Teilchen mit positiver Photophorese (Klassen 1,3,4), 8 Teilchen, die negative Photophorese gezeigt haben (Klasse 2) und 9 Teilchen, die hauptsächlich Seitwärtsbewegung aufwiesen (Klassen 5,6).

Die terminale Driftgeschwindigkeit u_{drift} ergibt sich als

$$u_{\text{drift}} = \tau_f \frac{F}{m} \approx \frac{33I}{2v_g \Lambda} d \left[\frac{m^2}{s^2 K} \right], \quad (2.5)$$

wenn die Ankoppelzeit τ_f (Gleichung 1.19) und die Näherung der Photophorese für den freien molekularen Gasfluss (Rohatschek, 1995) ($\text{Kn} \approx 3$, für ein $60 \mu\text{m}$ Teilchen bei 4 mbar)

$$F_{\text{ph,free}} = \frac{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 I p}{6 \Lambda T_g} \quad (2.6)$$

eingesetzt werden. Die terminale Driftgeschwindigkeit wird sehr schnell erreicht ($\tau_f \approx 10 \text{ ms}$ für ein $60 \mu\text{m}$ Teilchen) und somit ist $u_{\text{ph}} = u_{\text{drift}}$. Durch Vergleich mit dem Umrechnungsfaktor zwischen u_{ph} und d ergibt sich die thermische Leitfähigkeit Λ . Da der Faktor $w_3 = 2u_{\text{ph}}/d$ sein muss und die Gasgeschwindigkeit v_g und Intensität I bekannt

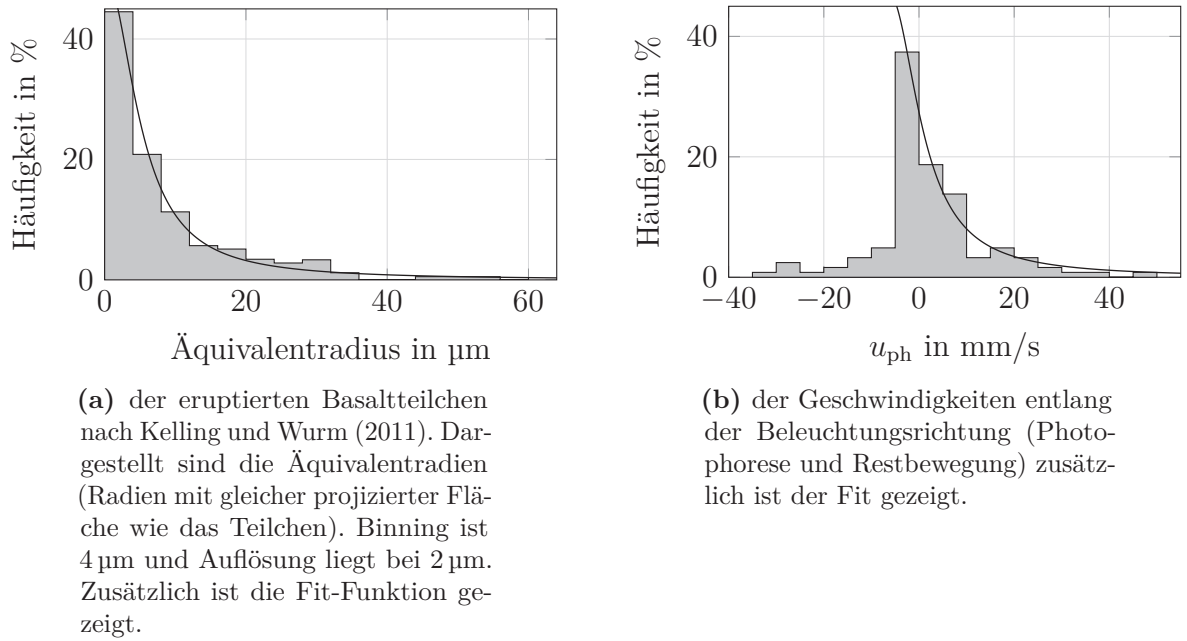


Abbildung 2.10. – Verteilungsfunktionen (Küpper et al., 2014b)

sind, ergibt sich somit eine Wärmeleitfähigkeit $\Lambda \approx 1 \text{ W}/(\text{m K})$, die in der Größenordnung der Wärmeleitung von Silikaten (Amorpher Quarz: $1.38 \text{ W}/(\text{m K})$) (Powell et al., 1966)) liegt. Daher ist anzunehmen, dass die Teilchen und Aggregate eine Wärmeleitfähigkeit nahe dem Volumenmaterial haben, wohingegen bei großen Aggregaten und porösen Schüttungen schlechtere Wärmeleitfähigkeiten (Größenordnung $0.01 \text{ W}/(\text{m K})$) (Presley und Christensen, 1997) und damit deutlich größere Kräfte erwartet werden.

Zusätzlich zur Stärke der Photophorese wurden die Richtungen der Teilchen ausgewertet. Die gemessene Winkelverteilung ist in Abbildung 2.11 zu sehen, sie wurde mit der Geschwindigkeit u_0 in y-Richtung und der mittleren Geschwindigkeit in x-Richtung korrigiert, um die Restbewegung durch Thermophorese und Gasbewegung abzuziehen.

Das Ergebnis passt sehr gut zu dem Bild der ΔT -Photophorese, da 93 % der Teilchen positive Photophorese zeigen und sich dabei auch vorwiegend mit kleinem Winkel zur Beleuchtungsrichtung bewegen. Schwieriger ist zu erklären, wie die 7 % negative Photophorese zustande kommen, da die Teilchen nicht räumlich aufgelöst werden konnten, gibt es keine Anhaltspunkte was diese Teilchen besonders macht. Es könnte an Größe, Beschaffenheit oder besonderen Absorptionsverhalten liegen. Rohatschek (1985) berichtet über Experimente mit metallischen Partikeln, die ähnliche Eigenschaften zeigen, allerdings sieht er die Hauptursache der Kraft in $\Delta\alpha$ -Gravitophotophorese, da die ΔT -Photophorese durch die hohe Wärmeleitfähigkeit der Metalle ineffizient wird.

Um $\Delta\alpha$ -Photophorese auszuschließen, muss ausgeschlossen werden, dass die Teilchen entlang einer Achse ausgerichtet sind. Gibt es keine weitere Ausrichtung, so entscheidet die Lage der Angriffspunkte von Luftreibung und Photophorese zueinander, ob das

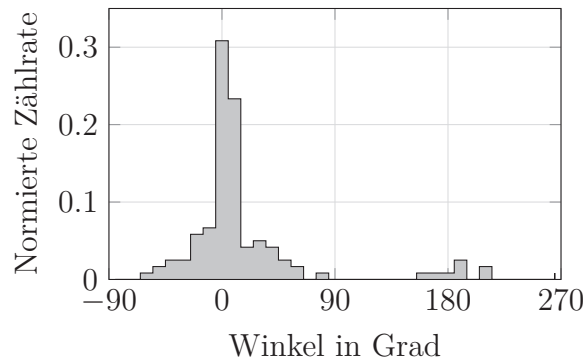


Abbildung 2.11. – Winkelverteilung korrigiert für die Restbewegung. Ein Winkel von 0° entspricht der Richtung des Laserstrahls. (Küpper et al., 2014b)

Teilchen stabil ist. Liegt der Angriffspunkt der Luftreibung vor dem Angriffspunkt der Photophorese, so ist die Ausrichtung instabil und würde die für $\Delta\alpha$ -Photophorese chaotische Bahnen erzeugen. Insofern ist für einen signifikanten Anteil der Teilchen chaotische Bewegung zu erwarten, wird aber nicht beobachtet. In der Literatur diskutierte Alternativen sind Gravitophotophorese und Magnetophotophorese.

Gravitophotophorese, also $\Delta\alpha$ -Photophorese unter Einfluss der Gravitation (Rohatschek, 1996), ist auszuschließen, da diese Experimente in Schwerelosigkeit durchgeführt wurden, kann Gravitophotophorese logischerweise nicht auftreten.

Es bleibt die Magnetophotophorese zu betrachten (Rohatschek und Horvath, 2010). Nimmt man für die Magnetisierung eine starke Volumenmagnetisierung von 4 A/m an (Cox und Doell, 1962), so ergibt sich eine totale Magnetisierung für eine Kugel von 20 μm Durchmesser von $2 \times 10^{-14} \text{ Am}^2$. Im Erdmagnetfeld (50 μT) würde ein Drehmoment von 10^{-18} Nm erzeugt und die Teilchen innerhalb von einigen zehntel Sekunden ausgerichtet werden, wenn kein anderes Drehmoment wirkt.

Ist ein magnetisches Teilchen im Magnetfeld ausgerichtet, so bleibt nur Translation und die Rotation um die Magnetisierungsrichtung als Freiheitsgrade übrig. Das Erdmagnetfeld hat allerdings eine andere Magnetisierungsrichtung als die Richtung der Laserstrahlen (nur an den magnetischen Polen ist es parallel zur Erdanziehungskraft, die mit der Einbaurichtung des Lasers übereinstimmt). Die Teilchen zeigen allerdings helikale Bahnen um die Lichtrichtung. Es müsste sich also um eine Restmagnetisierung des Experimentaufbaus handeln, die zufälligerweise mit der Beleuchtungsrichtung übereinstimmt, um die beobachteten Bahnen zu erklären. Die seitlichen Bahnen ließen sich sehr gut durch Magnetisierung erklären, allerdings sind zu wenig Daten zu seitlichen Bahnen vorhanden, um dazu eine Aussage zu treffen. Es ist also höchstens ein kleiner Teil der Aggregate ausreichend magnetisch, um ausgerichtet zu werden. Insgesamt kann also weder komplett ausgeschlossen noch bewiesen werden, dass die Teilchen magnetisch ausgerichtet waren.

Für einen Vergleich zum Drehmoment durch die Magnetisierung kann das Drehmoment durch die Photophorese auch abgeschätzt werden. Die Kraft auf die 20 μm Kugel ist

etwa 10^{-11} N. Unter der Annahme, diese Kraft würde nur auf einer Seite der Kugel angreifen, resultiert ein Drehmoment von 10^{-16} Nm, was einen Faktor 100 größer ist als das magnetische Drehmoment. Dieses ist das Beispiel mit maximalen Drehmoment, aber schon ein Drehmoment von 1 % des Extermwertes reicht aus, dass die Photophorese ähnliche Drehmomente ausübt wie die Magnetisierung. Eine Ausrichtung der Teilchen durch die ΔT -Photophorese ist möglich, wenn deren Oberfläche passend geformt ist, dass sie eine stabile Ausrichtung besitzen. Für nicht ausgerichtete Teilchen lassen sich die beobachteten Bewegungen auch durch ΔT -Photophorese erklären.

2.3. Gasströmung im Staubbett – Fallturm Experiment

2.3.1. Aufbau

Der Aufbau* ist dem Aufbau aus Abschnitt 2.2.1 fast identisch, allerdings wurden hier die Daten des kleinen Probenbehälters (3 cm Durchmesser) benutzt. Neu ist hier zudem eine Hintergrundbeleuchtung, sodass die Teilchen sowohl im Laser als auch im dunklen Bereich beobachtbar sind. Die Probe bestand aus Basalt mit Teilchengrößen kleiner als $125\text{ }\mu\text{m}$ und wurde auch nach dem Einfüllen auf 4 mbar evakuiert. Die Probe hat einen Durchmesser von 3 cm und ist 2 cm tief. Beleuchtet wird sie mit einem 655 nm Laser, der eine Fläche von 8 mm Durchmesser beleuchtet. Die Intensität betrug 13 kW/m^2 und wurde 4 s vor dem Start eingeschaltet, 300 ms nach dem Start wurde der Deckel geöffnet und vor dem Abbremsen wieder verschlossen.

2.3.2. Experimentelle Beobachtungen

Bei der Beobachtung der Teilchentrajektorien stellte sich heraus, dass viele Teilchen außerhalb des Lichtes wieder ins Staubbett zurückwandern, siehe Abbildung 2.12a. Mit der Abschätzung der Ankoppelzeit (4 mbar und $50\text{ }\mu\text{m}$ entspricht nach Gleichung 1.19 9 ms) lässt sich belegen, dass für die Versuchszeit von einigen Sekunden die Teilchen dabei gute Tracer für den Gasfluss bilden. Es wurden sieben ausgesuchte Teilchen getrackt um die Bahnen und Geschwindigkeiten genauer zu vermessen (Abbildung 2.13b) und diese mit den Simulationen zu vergleichen. Da sich die Partikelbahnen auch von Rändern außerhalb des Staubbbehälters zum Staubbett krümmen, muss das Gas zurück ins Staubbett gesogen werden und als Jet im Laserstrahl die Stauroberfläche verlassen (was auch die Teilchen-Eruptionen erklären kann). Diese Beobachtung wurde durch die Abwesenheit von gravitativ getriebener Konvektion deutlich erleichtert, da diese rein thermische Konvektion sonst überlagert wird. Die Geschwindigkeit, mit der die Teilchen die Oberfläche verlassen, ist etwa 10 cm/s und außerhalb der Beleuchtung sind die Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 1 cm/s . Dass die Teilchen auch am

* Das Experiment ist auch in de Beule et al. (2014) veröffentlicht. Hier bestand mein Anteil in der im Folgenden dargestellten Simulation des Versuchs.

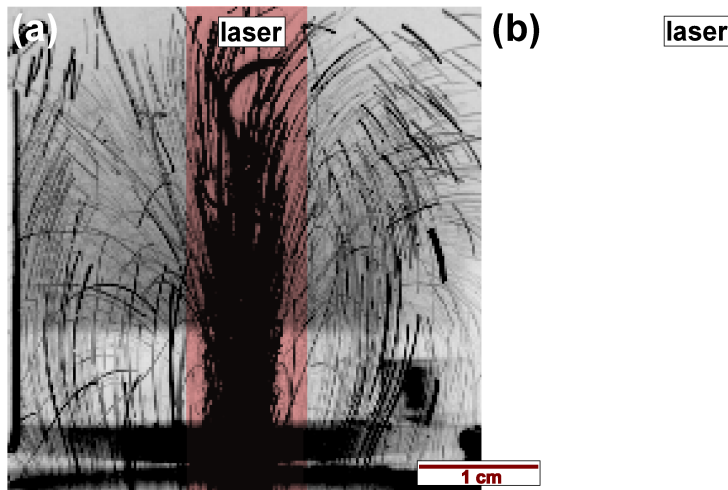


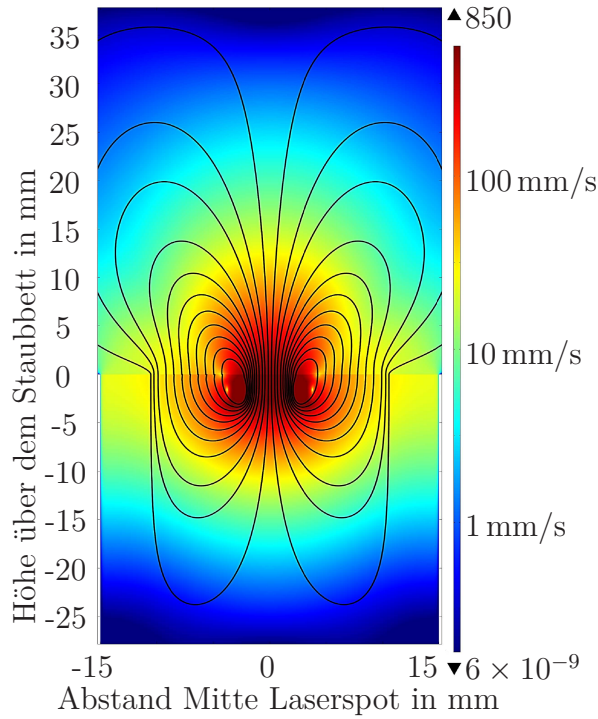
Abbildung 2.12. – Vergleich der Teilchenspuren (a) mit den simulierten Stromlinien (b). Die Teilchenspuren sind ein aufsummiertes Negativ mehrerer Einzelbilder, am unteren Rand ist im Hintergrund die Öffnung der Probe zu sehen, darunter befindet sich direkt das Staubbett. Die Stromlinien sind einmal die original Stromlinien aus einer 2D Rechnung (grün) sowie Projektionen von Stromlinien im Raum auf die Bildebene (30°rot und 60°blau). Die Ähnlichkeit ist deutlich zu sehen. (de Beule et al., 2014)

äußeren Rand des Staubbettes auftreffen, ist ein Indiz dafür, dass der Fluss tief in das Staubbett hineinreicht, da Stromlinien nicht abknicken oder sich kreuzen.

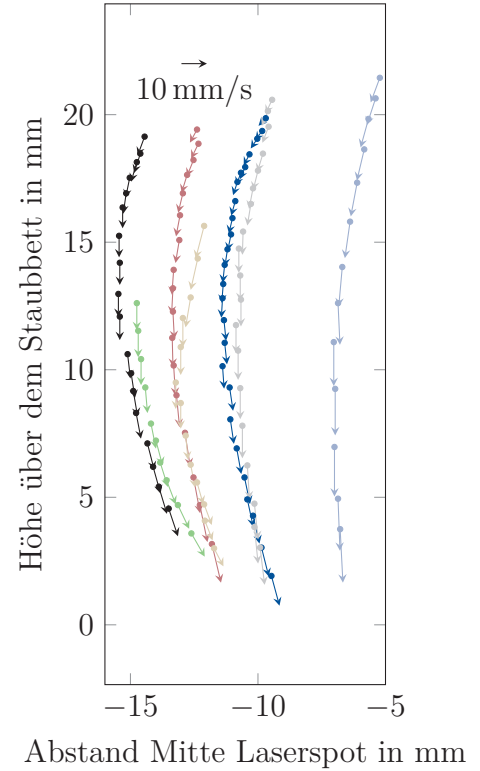
2.3.3. Simulation

Es wurde eine Simulation durchgeführt, um zu sehen, ob die Hypothese, dass die Eruptionen durch die Strömung ausgelöst werden stimmen kann und ob die oben genannten Beobachtungen reproduziert werden können (siehe Abbildung 2.12b). Die Simulation wurde mit dem Multiphysikprogramm COMSOL 4.3 durchgeführt. Das Probenvolumen (1.5 cm Radius und 3 cm Tiefe) und der Raum darüber (3 cm Radius und 4 cm Höhe) wurden in einer 2D-axialsymmetrischen Geometrie simuliert, dabei wurde ein zeitunabhängiger Zustand gesucht. Um den Gasfluss zu erzeugen wurde im beleuchteten Teil des Staubbettes eine Volumenkraft (5000 N/m^3) angenommen, die an den Rändern stetig gegen null geht und in der Größe dem Laserspot entspricht (0.35 cm Radius). Die Tiefe der Temperaturregion wurde nach Kocifaj et al. (2011) als 3 mm angenommen. Als Kugeldurchmesser wurden $d=100 \mu\text{m}$ und als Porosität $\Theta = 0.7$ gewählt. Außerdem wurde die Größe der Kraft so angepasst, dass die Strömungsgeschwindigkeiten aus Abbildung 2.13b gut übereinstimmen. Dies ergibt einen qualitativen Vergleich der Strömungen. Das Strömungsprofil ist in Abbildung 2.13a zu sehen.

Das Strömungsprofil passt sowohl von den Geschwindigkeiten als auch von der Form zu den beobachteten Stromlinien. Interessant ist in der Simulation der Fluss im Staubbett,



(a) Simulation der Stromlinien und Strömungsgeschwindigkeiten. In schwarz sind die Stromlinien gezeigt. Die Farbkonturen geben die Abstandsgeschwindigkeit u_a in logarithmischer Skala an, Wertebereich der Simulation liegt zwischen 850 mm/s und 6×10^{-9} mm/s. Im Staubbett kann nur der Raum der Poren für die Strömung benutzt werden, deshalb muss dort die Geschwindigkeit höher sein.



(b) Teilchenpositionen und Geschwindigkeiten für sieben Teilchen links des Laserspots. Die Krümmung der Bahnen zum Inneren des Staubbettes hin lässt sich deutlich erkennen.

Abbildung 2.13. – Gegenüberstellung der Messungen und eines simulierten Profils. (de Beule et al., 2014)

den man nicht direkt beobachten kann. Ein signifikanter Gasfluss muss auch tiefer im Staub existieren, um das Strömungsprofil zu erklären (>1 mm/s in 1 cm Tiefe). Würde der Fluss nur an der Oberfläche fließen, müsste er bedeutend schneller sein, um die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen, und die Eruptionen würden dann durch den seitlichen Wind und nicht durch den Jet aus tieferen Schichten ausgelöst, was sich nicht mit den Beobachtungen deckt. Die Details hängen stark von der Geometrie des Staubbettes und der Beleuchtung ab, wird die Simulation durch räumliche Skalierung vergrößert, so wird auch der Gasfluss in den tieferen Schichten größer.

Diese Beobachtungen ließen schließlich darauf schließen, dass der Grund für die Eruptionen die Gasströmung und der Druck ist, die durch den Massenfluss unter der Stauboberfläche erzeugt werden – wie schon in Abschnitt 1.5.5 dargestellt worden ist.

2.4. Windkanal

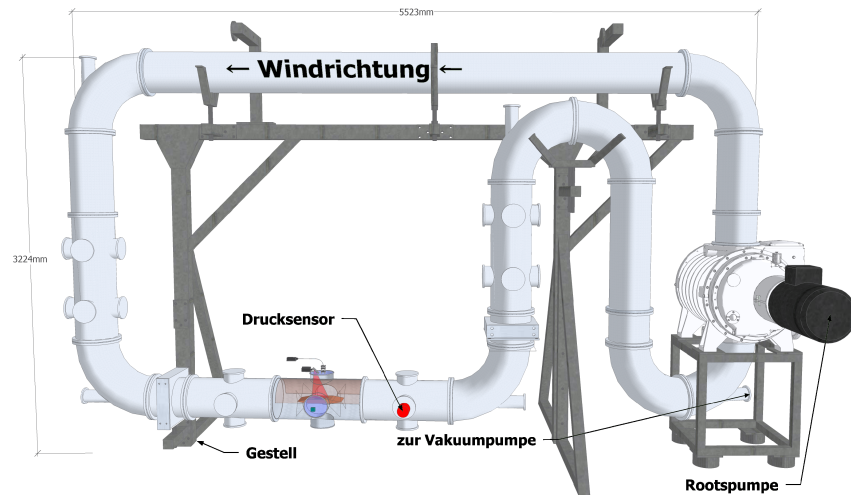
Im Folgenden wird kurz der LoPWiT – wie schon in Abschnitt 1.6.2 erwähnt – als Experimentaufbau dargestellt. In diesem Experiment* werden die Transportprozesse unter Einbeziehung der durch die Beleuchtung verursachten Kräfte untersucht. Es wird auf die Probenpräparation und Durchführung des Experimentes eingegangen und schließlich werden die Messergebnisse dargestellt.

2.4.1. Aufbau des Kanals

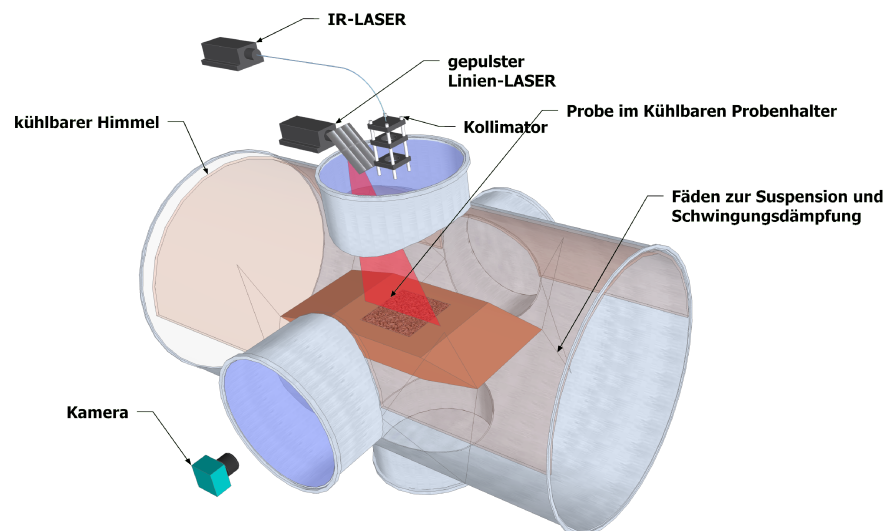
Der Kanal besteht aus Rohren mit 320 mm Durchmesser, hat eine Länge von ca. 18 m und wurde für Drücke zwischen 0.1 mbar–10 mbar bei Windgeschwindigkeiten bis zu 50 m/s vorgesehen. In diesem Kanal befindet sich in der mittleren horizontalen Sektion das eigentliche Experiment. Der Kanal und die Experiment-Sektion sind in Abbildung 2.14 skizziert. Eine Staubprobe von 3 cm Tiefe und je 10 cm Kantenlänge kann in den Probenhalter eingesetzt werden. Der Probenhalter und der darüberliegende „Himmel“ können mit Flüssigstickstoff gekühlt werden. Die Temperaturen des „Himmels“ und des Probenbehälters können an mehreren Stellen gemessen werden. Damit auch die anströmende Luft gekühlt wird, sind die Oberseiten des Probenhalters aus Kupferblech, das direkt auf den Kühlkörper geschraubt ist. Der Druck im Kanal wird direkt hinter der Experimentiersektion mit einem kapazitiven Drucksensor gemessen (Messbereich bis 10 mbar), ein Pirani Drucksensor dient zur Überwachung des Abpumpvorgangs.

Der Staub (hier Mojave Mars Simulant (Peters et al., 2008)) wird in den Probenhalter gesiebt, so werden vergleichsweise reproduzierbare Proben geschaffen, die ähnliche Porosität und Oberfläche haben. Für das Sieben wurde ein 163 μ m Sieb benutzt, damit die Größenverteilung des Staubes nicht maßgeblich beeinflusst werden und der Siebvorgang nicht länger als nötig dauert. Andere Füllprozeduren wurden auch ausprobiert, hatten

* Dies ist das Hauptprojekt, an dem ich während der Dissertation selbständig gearbeitet habe. Die Ergebnisse sind in Küpper und Wurm (2015b) dargestellt.



(a) Die Rootspumpe erzeugt die Windgeschwindigkeiten (Windrichtung gegen den Uhrzeigersinn). Der Kanal hat drei Experimentiersektionen (mit fallendem, horizontalem und aufsteigendem Wind). Das Experiment befindet sich in der mittleren horizontalen Sektion.



(b) Ein Probenhalter mit Staubprobe ist durch 8 Schnüre mittig im Kanal suspendiert. Ein gepulster Linienlaser (655 nm, maximal 1 W) und eine Kamera mit Linienfilter dienen zur Beobachtung. Mittels eines fasergekoppelten IR-Laser (1064 nm, maximal 3 W) und Kollimationsoptik wird auf einem Spot mit 1.7 cm Durchmesser eine Intensität bis zu 9 kW/m^2 erzeugt. Probenhalter und der „Himmel“ darüber ist mittels Flüssigstickstoffleitungen kühlbar.

Abbildung 2.14. – Schema des Windkanals und der Experimentsektion. (Küpper und Wurm, 2015b)

aber stärker variierende Proben zur Folge. Beim einfachen Einfüllen und Verteilen durch Schütteln kann die Oberfläche nicht so gut präpariert werden, sondern bleibt immer uneben. Wenn die Oberfläche glatt gestrichen wird, so werden lokale Kompressionen und teilweise auch Strukturen erzeugt, indem ein größeres Aggregat am Abstreicher hängen bleibt und so durch die Oberfläche pflügt.

2.4.2. Aufnahmetechnik

Bei den Aufnahmen muss vor allem darauf geachtet werden, dass die Bilder durch die Oberfläche des Staubbettes nicht überbelichtet werden. Durch eine Überbelichtung der Oberfläche sind sonst Teilchen nahe der Oberfläche nicht mehr detektierbar. Aus diesem Grund wurde der Beleuchtungslaser gepulst, sodass die Gesamtintensität auf dem Bild verringert wird. Da die vom Wind transportierten Teilchen sich schnell bewegen, sind nur kurze Belichtungen (oder Licht-Pulse) effektiv, da sonst die Teilchen als Striche aufgenommen werden, wohingegen der Boden im Vergleich immer heller wird. Ein weiterer Vorteil des Pulsens ist die Mehrfachbelichtung eines bewegten Teilchens in einem Bild, dadurch sind Teilchen durch ein charakteristisches Muster leichter zu erkennen und vom Rauschen zu unterscheiden. Außerdem besteht mit dieser Aufnahmetechnik die Möglichkeit, direkt Geschwindigkeiten und Beschleunigungen zu messen.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde eine Pulssequenz mit einem dreier Pulszug benutzt. Drei Pulse von je $164\text{ }\mu\text{s}$ Dauer und $176\text{ }\mu\text{s}$ Abstand werden von einer $2450\text{ }\mu\text{s}$ Pause gefolgt. Während einer Belichtungszeit der Kamera (Bildrate 100 Hz) vergehen also ungefähr drei dieser Pulssequenzen. Eine genaue Abstimmung der Pulse mit der Belichtung der Kamera wurde nicht vorgenommen, da die Kamera keinen direkten Triggerausgang hat und die Helligkeit sich auch ohne Abstimmung der einzelnen Bilder nicht groß unterschied.

Es wurde eine Aufnahmedauer von 2750 Bildern gewählt, damit eine feste Bezugsgröße für das Auftreten des Transports benutzt wird. Dadurch wird lang genug beobachtet, um auch sporadischen Transport erfassen zu können, und die Messungen sind direkt vergleichbar. Um bei der Menge an Rohdaten eine schnelle und zuverlässige Auswertung zu garantieren, wurde das Bildmaterial einer Videoaufnahme zu einem einzigen Bild komprimiert.

Das Zusammenfassen des Videos hat zwei Ziele, es soll sowohl die Menge der Daten reduzieren als auch die Teilchen gegen den Hintergrund hervorheben. Um diese Ziele zu erreichen, wurde jede Sequenz wie folgt prozessiert: Aus der Bilderserien wurde das Maximum und der Mittelwert jeden Pixels über die Zeit bestimmt. Vom Maximum wurde der Mittelwert abgezogen, danach wurde der Kontrast verstärkt. Auf diese Weise sind alle Teilchen gut zu sehen. Der Vergleich zwischen Rohbild und einem bearbeiteten Bild ist in Abbildung 2.15 gezeigt. Die Auswertung ob Teilchenspuren zu sehen sind, wird manuell durchgeführt.

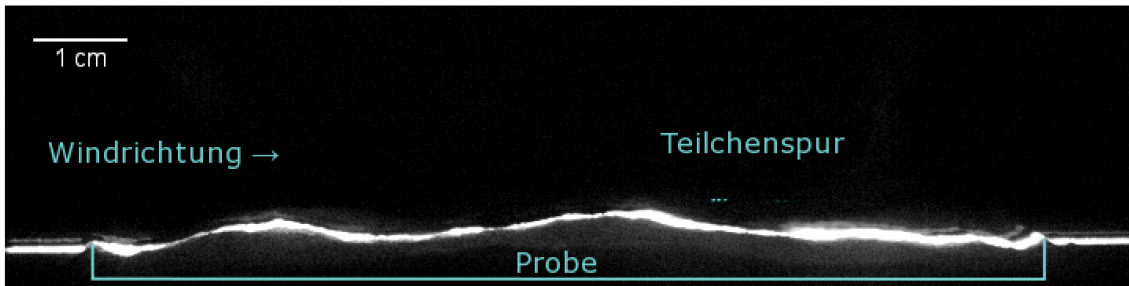
Diese Auswertungsmethode basiert darauf, dass im Maximumsbild jedes Teilchen sichtbar ist. Im Mittelwert verschwinden die Teilchen allerdings, da sie nur auf einzelnen

Bildern zu sehen sind, daher werden hier nur das Rauschen und der Hintergrund ausgewählt. Durch die Subtraktion des Mittelwertes vom Maximum entsteht ein Bild, in dem die Partikel genauso hell gegenüber dem Hintergrund sind wie vorher, der Hintergrund aber stark unterdrückt ist. Es ist nun eine starke Kontrastspreizung möglich, da nun nicht mehr die Hintergrundhelligkeit, sondern nur noch die Differenz zum Hintergrund zu sehen ist. Infolgedessen sind die Teilchen deutlich besser erkennbar als auf den einzelnen unbearbeiteten Bildern. Zusätzlich ist es nicht mehr nötig, 2750 einzelne Bilder zu betrachten. So ist es einfacher, verlässliche Aussagen zu treffen, ob Transport stattgefunden hat, da bedeutend mehr Zeit für die Inspektion des einzelnen Kompositbildes zur Verfügung steht.

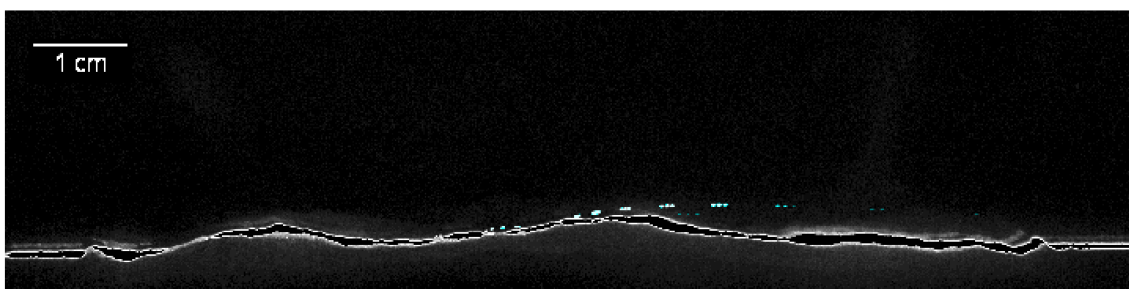
2.4.3. Probenpräparation

Für diesen Versuch wurde Mojave Mars Simulant benutzt (Details in Sektion 1.6.3 und (Peters et al., 2008)). Um den Wassergehalt weiter zu reduzieren, wurde er einmalig bei 400 °C für 6 Stunden ausgeheizt. Der Staub wurde durch ein 163 µm Sieb in den Probenhalter gesiebt, um eine reproduzierbare lockere Schüttung zu erreichen. Es entsteht jedoch eine nur sehr lose gebundene Oberfläche mit einzelnen losen Teilchen, die beim ersten Wind gelöst werden, ohne dass das Reservoir für die späteren Messungen wieder aufgefüllt werden kann. Deswegen wurde danach im Windkanal die Probe durch Wind, der stärker war als in der Messreihe, passiviert. So ist ausgeschlossen, dass der Übergang zu höherem Wind direkt Teilchen auslöst, die nur durch die Präparationsmethode entstanden sind und nicht zur Oberfläche gehören, sondern nur auf der Oberfläche oder dem Rand des Probenbehälters liegen. Wurde die Prozedur nicht durchgeführt, so gibt es bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten der ersten Messung Transport, danach aber lange nicht; durch das Passivieren hingegen sind die Beobachtungen wiederholbarer. Es wurde hier also explizit ein kontinuierlicher spontaner Transportprozess betrachtet und nicht das Ablösen von Teilchen, die nur auf die Oberfläche sedimentiert sind. Für die Passivierung wurde für circa 30 s eine ca 25 % höhere Windgeschwindigkeit als die für die Messserie benutzten Winde eingestellt.

Um die Transportgrenze dieser Population ungebundener auf die Oberfläche sedimentierter Teilchen zu untersuchen, müsste für jede Einstellung eine neue Staubprobe präpariert werden. Darauf wurde verzichtet, weil die Präparation (mit Belüften und Abpumpen des Kanals) mindestens zwei Stunden benötigt und es somit nicht möglich gewesen wäre, eine statistisch signifikante Anzahl von Experimenten – in akzeptabler Zeit – durchzuführen. Wollte man diese Messungen so durchführen, wären bei 5 Intensitäten, 5 Windgeschwindigkeiten und 4 Drücken und 6 Wiederholungen, 600 Messungen nötig. Umgerechnet entspräche das 30 Wochen reiner Messzeit.



(a) Rohbild (mit Gamma Korrektur und Einfärbung)



(b) Prozessierte Serie (mit zusätzlicher Einfärbung)

Abbildung 2.15. – Vergleich eines Rohbildes und einer prozessierten Sequenz mit Transport. Beim Rohbild wurde die Helligkeit angepasst, sodass die Teilchen etwas besser zu erkennen sind. Das Rauschen wird dadurch auch verstärkt, eine weitere Aufhellung führt also nicht zu besserer Erkennbarkeit der Partikel, sondern nur zu stärkerem Rauschen. Durch die Prozessierung werden Bereiche, die immer überbelichtet sind schwarz, deswegen ist die Oberfläche im prozessierten Bild teils schwarz zu sehen. Wo die Beleuchtung sehr hoch ist, entsteht der weiße Rand, an dem die Oberfläche erkennbar ist. Im Hintergrund lassen sich teilweise noch schwach Strukturen im Kanal erkennen, sie sind aber stark unterdrückt, wohingegen die Teilchen deutlich als Punktmuster zutage treten. Auf dem Rohbild ist die erste Dreifachbelichtung gut zu erkennen, die zweite Dreifachbelichtung ist fast nur noch durch das Einfärben erkennbar. Auf dem prozessierten Bild ist diese jedoch deutlich sichtbar und auch noch zwei der drei Belichtungen des dritten Pulszuges, der auch noch während der Belichtungszeit des Bildes stattgefunden hat. Die anderen Spuren können auf dem Rohbild nicht sichtbar sein, da sie sich auf einem der 2749 anderen Bilder der Serie befinden, wobei das ausgewertete Bild diese alle umfasst. Das Teilchen tritt im Bild sehr deutlich zutage, der Großteil der Teilchen zeigt nur Spuren, die maximal so hell werden, wie der zweite Pulszug.

2.4.4. Experimentelles Prozedere

Es wurden mittlere Drücke von 3.2 mbar, 6.3 mbar und 9.3 mbar benutzt, wobei das Arbeitsmedium Luft war. Während der Messung schwankten die Drücke um maximal 5 %. Bei der Auswertung war nicht direkt offensichtlich, welches Strömungswiderstandsgesetz gültig ist und so wurde eine weitere Messung bei 2.05 mbar durchgeführt, um die beiden infrage kommenden Gesetze – Cunningham Slip Flow (Sektion 1.4.2) und den Bereich mittlerer Reynolds-Zahlen (Sektion 1.4.2) – zu unterscheiden.

Für jede präparierte Probe wurde bei konstantem Druck sowie verschiedenen Lichtintensitäten und Windgeschwindigkeiten der Transport beobachtet. Da das Ausschalten der Beleuchtung zu starken Eruptionen führen kann (Kelling et al., 2011b), wurde dabei zuerst die Windgeschwindigkeit variiert und dann die Intensität erhöht. Für jede Einstellung wurden 2750 Bilder bei 100 Hz aufgenommen. Nach der kompletten Messung wurden die Sequenzen mit einem selbst geschriebenen Programm nach dem obigen Schema verarbeitet. Dann wurde aufgrund dieser Bilder entschieden, ob bei den eingestellten Parametern Transport auftrat oder nicht. Für eine Wiederholung der Messung wurde die Probe neu präpariert, ebenso für Messungen bei anderem Druck. Diese Messung wurde sechs mal für jeden Parametersatz durchgeführt, um eine bessere Statistik zu erhalten.

2.4.5. Ergebnisse

Kalibration

Es existieren Messungen zur mittleren Windgeschwindigkeit im Kanal, außerdem lässt sich die Geschwindigkeit über die Pumprate der Rootspumpe laut Datenblatt abschätzen (Küpper, 2012). Für die Strömung wird meist die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* als charakteristische Größe benutzt (Gleichung 1.23). Deswegen wurde die Geschwindigkeit der Staubteilchen gegen die Höhe der Staubteilchen über dem Staubbett aufgetragen, um daraus die Schubspannungsgeschwindigkeit zu ermitteln.

Benutzt wurde dazu die Messung, bei der die Teilchen am Besten vermessen werden konnten. Ist die Transportrate zu niedrig, ist die Statistik zu gering. Bei zu hoher Transportrate überlagern sich die Teilchen auf dem ausgewerteten Bild, somit verringert sich auch hier die Anzahl messbarer Teilchen. Von den existierenden Aufnahmen eignete sich hierfür die Messungen bei 3 mbar und höchster Windgeschwindigkeit am besten, alternativ ließen sich Rohdaten benutzen, da dort aber die Partikel nicht gut sichtbar waren, wurden nur die ausgewerteten Bilder betrachtet. Als Nullpunkt der Höhe wurde eine konstante Höhenlinie benutzt, die als die Höhe des Probenhalters definiert wurde. Da die Teilchen einige Zeit brauchen um anzukoppeln, also die Gasgeschwindigkeit zu erreichen, wurden jeweils nur die letzten drei sichtbaren Belichtungspulse eines Teilchens für die Messung seiner Geschwindigkeit und Höhe herangezogen, 3 mbar und eine Teilchengröße von 50 μm entsprechen nach Gleichung 1.19 11 ms, also grob ein Frame. Da die Teilchen nur einige Frames lang im Bildausschnitt bleiben, lässt sich eine Zeit von schätzungsweise 30 ms abschätzen, in der die Teilchen ans Gas koppeln können – also ein

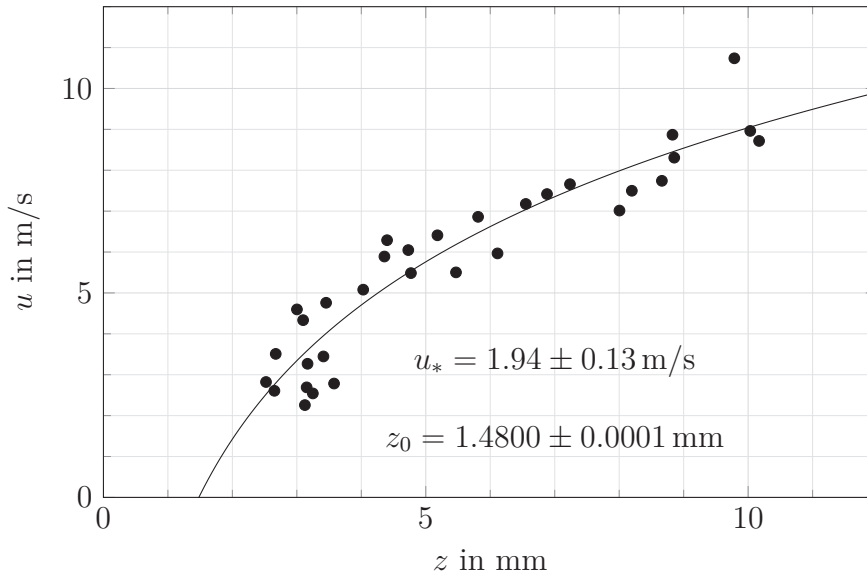


Abbildung 2.16. – Gemessene Teilchengeschwindigkeiten und Fit nach Gleichung 1.24. Der Fehler in der Geschwindigkeit wurde zu 5 % abgeschätzt, die Höhe konnte pixelgenau (0.17 mm) bestimmt werden. (Küpper und Wurm, 2015b)

Unterschied von gemessener zur Gasgeschwindigkeit um einen Faktor von $e^{-3} \approx 5\%$. Die Geschwindigkeiten ab 2 mm über dem Staubbett sind in Abbildung 2.16 dargestellt.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit und die Oberflächenrauigkeit werden mit einem Fit der Geschwindigkeiten nach Gleichung 1.24 bestimmt. Zur Kontrolle wurde auch für die anderen Windgeschwindigkeiten und Drücke die Geschwindigkeit über der Höhe gemessen. Die Schubspannungsgeschwindigkeit wurde proportional zu der Windgeschwindigkeit im Kanal aus Küpper (2012) und die Oberflächenrauigkeit als konstant angenommen. Mit dieser Skalierung passt der Fit auch für die Kontrollmessungen. Es wurden auch Fits für die einzelnen Messungen erstellt und die Werte verglichen: Die Schubspannungsgeschwindigkeit passt gut zu der angenommenen Relation, obwohl als Rohdaten bei einigen Messungen nur wenige Teilchen zu messen waren. Die Oberflächenrauigkeit erwies sich im Rahmen der Genauigkeit auch als ähnlich. Daher wird die Schubspannungsgeschwindigkeit im weiteren als Maß für die Windgeschwindigkeit verwendet.

Auswertung

Das Ergebnis der Messungen ist in Tabelle 2.3 dargestellt. Aus diesen Ergebnissen wurden die Grenzwerte, ab denen Teilchentransport auftrat, bestimmt. Als Grenzwerte wurden die Werte betrachtet, die in mindestens zwei Messungen Erosion zeigten oder auch in einer Messung, wobei sich dann in der vorherigen auch schon Erosion andeuteten musste. In zwei Fällen war dies nötig*.

* Bei 2 mbar waren die Transportraten niedrig, sodass hier der Wert bei 2.32 m/s mitgezählt wurde, weil bei 1.94 m/s und der gleichen Intensität und bei höheren Intensitäten bei 2.32 m/s auch Transport

In einigen Fällen ist der Transport bei hohen Intensitäten oder Windgeschwindigkeiten weniger ausgeprägt als bei niedrigeren; dies wurde auf Veränderungen der Probe zurückgeführt – zum Beispiel ein Eingraben in die Oberfläche und damit andere Strömungsbedingungen oder ein Großteil der Partikel, die transportiert werden können, sind schon herausgelöst. Größere Veränderungen traten aber erst weit nach den Grenzwerten auf und so wurde dieser Einfluss deswegen vernachlässigt; zudem wurde die Probe für jedes Experiment neu präpariert und mit dem Messbereichen dafür Sorge getragen, dass möglichst wenig Material abgetragen wird.

Eine Fit-Funktion ähnlich Gleichung 1.31 wurde benutzt, um die Grenzwerte (bei verschiedenen Drücken gleichzeitig) zu beschreiben. Als haltende Kräfte wurden Gravitation F_G und Adhäsion F_{ad} angenommen. Bewegt wurden die Teilchen durch die Windkraft F_L und durch den Gasfluss $F_{\dot{M}}$. Weil die Größenabhängigkeit hier nicht betrachtet wurde und F_G und F_{ad} bezüglich Wind und Intensität konstant sind, kann $F_G + F_{ad} = F_{G,ad}$ zusammengefasst werden. Gleiches gilt für das von Merrison et al. (2007) angesprochene Drehmoment, da es sich nur durch einen Vorfaktor und einen Größenterm unterscheidet, also auch genauso wie F_L skaliert. Der Grenzwert für das Einsetzen des Teilchentransports ist also durch $F_L + F_{\dot{M}} = F_{G,ad}$ gegeben.

Die Kraft durch die beleuchtungs-aktivierte Schicht lässt sich mit Hilfe von Gleichung 1.46 bestimmen. Der Temperaturunterschied im Staubbett ΔT ist in erster Näherung proportional zur Intensität I , was aus den Daten von Kocifaj et al. (2011) abgeschätzt werden kann (de Beule, private Kommunikation). Damit lässt sich die Kraft auf die aktivierte Schicht als

$$F_{al} = C_{al} I \frac{p}{T} Q \quad (2.7)$$

parametrisieren, wobei alle unbekannten Faktoren und Materialparameter direkt in C_{al} zusammengefasst werden.

Nun muss noch ein Strömungswiderstandsgesetz angenommen werden, da nicht von vornherein ersichtlich ist, ob eher die Größenskala der Staubteilchen oder des Kanals ausschlaggebend ist. Dabei bietet sich hier zum einen der Cunningham-Slip-Flow an, weil sich die Strömung für einzelne Staubteilchen im Übergangsbereich befindet. Zum anderen wird der allgemeine Strömungswiderstand angenommen, da dieser für Transportprozesse in der Regel benutzt wird und bei der Knudsen-Zahl des Kanals angemessen ist (siehe Abschnitt 1.4.3). Um die Unterschiede dieser Annahmen näher zu betrachten, wurden beide Modelle benutzt und verglichen. Eingesetzt und nach der Intensität aufgelöst ergibt sich – für den Strömungswiderstand nach Cunningham (Gleichungen 2.7, 1.17 und 1.15)

$$I_{crit,C}(u_*, p) = \frac{p_0}{p} \frac{1}{Q(\lambda/d_C)} \left(-\tilde{C}_{L,C} d_C \frac{u_*}{C_{unC}(\lambda/d_C)} + \tilde{F}_{G,ad,C} \right). \quad (2.8)$$

Dabei wurden die Konstanten zusammengefasst, sodass die Anzahl der Fit-Parameter möglichst gering wird. Der Referenzdruck $p_0 = 6$ mbar wurde zusätzlich eingeführt,

auftrat, ebenso wurde der Wert bei 3.2 mbar und 1.31 m/s behandelt.

Tabelle 2.3. – Als Messergebnisse sind die Anzahl der Experimente (von 6 pro Einstellung) bei denen Teilchentransport auftrat für verschiedene Drücke (erste Spalte) in Abhängigkeit der Intensität (zweite Spalte) und Schubspannungsgeschwindigkeit tabelliert. Als Grenzwert für das Einsetzen des Transports (fett markiert) wurde die Einstellung genommen, die bei der niedrigsten Intensität in mindestens zwei Fällen (oder einem und bei geringer Windgeschwindigkeit) Transport zeigt. Die Transportraten nehmen bei niedrigen Drücken ab. Daher wurden die Daten bei 2.05 mbar nicht für den Fit benutzt. (Küpper und Wurm, 2015b)

Druck		Messungen				
	I in kW/m ²	u_* in m/s				
		1.31	1.53	1.68	1.94	2.32
2.05 mbar	7.28	3	2	1	4	3
	5.50	1	3	0	2	1
	3.80	0	0	0	2	1
	1.83	0	0	0	1	0
	0.39	0	0	0	0	1
	I in kW/m ²	u_* in m/s				
		1.1	1.31	1.53	1.68	1.94
3.2 mbar	8.91	2	2	3	3	4
	7.25	2	1	3	4	5
	5.03	0	0	3	5	6
	2.43	0	0	1	2	4
	0.62	0	0	0	1	3
	I in kW/m ²	u_* in m/s				
		0.88	1.1	1.31	1.53	1.68
6.3 mbar	8.91	1	1	2	5	6
	7.25	0	3	4	4	6
	5.03	0	3	3	4	6
	2.43	0	0	0	3	6
	0.62	0	0	1	1	2
	I in kW/m ²	u_* in m/s				
		0.88	1.1	1.31	1.53	1.68
9.3 mbar	8.91	0	4	5	6	6
	7.25	0	3	5	6	6
	5.03	0	1	3	5	6
	2.43	0	0	0	4	6
	0.62	0	0	0	0	6

um die Einheiten der Parameter zu vereinfachen, sein Wert besitzt keine physikalische Bedeutung. Diese Funktion wurde an die Messdaten gefittet (Abbildung 2.17, gestrichelte Linie) und liefert dann die Konstanten $\tilde{C}_{L,C} = 0.0086 \pm 0.0026 \text{ kWs/m}^4$, $d_c = 56 \pm 7 \mu\text{m}$ und $\tilde{F}_{G,\text{ad},C} = 0.7 \pm 0.1 \text{ kW/m}^2$.

Für den allgemeinen Strömungswiderstand müssen Annahmen für $C_D(\text{Re})$ gemacht werden. Dabei wird meist angenommen, dass der Strömungswiderstandskoeffizient als Potenzgesetz von der Reynolds-Zahl abhängt. Also hier dann $C_L(\text{Re}) = \text{const Re}^\beta$. Die Konstanten wurden auch hier wieder zusammengefasst, sodass sich

$$I_{\text{crit},N}(u_*, p) = \frac{p_0}{p} \frac{1}{Q(\lambda/d_N)} \left(-\tilde{C}_{L,N} \frac{p}{p_0} \left(\frac{u_* p}{1 \frac{\text{m}}{\text{s}} p_0} \right)^\beta u_*^2 + \tilde{F}_{G,\text{ad},N} \right). \quad (2.9)$$

ergibt. Beim Fit an die Daten (Abbildung 2.17, durchgezogene Linie) ergeben sich die Parameter zu $\tilde{C}_{L,N} = 0.59 \pm 0.24 \text{ kWs}^2/\text{m}^4$, $\beta = -0.83 \pm 0.07$, $d_N = 32 \pm 11 \mu\text{m}$ und $\tilde{F}_{G,\text{ad},N} = 1.20 \pm 0.46 \text{ kW/m}^2$.

Für β wird ein Wert zwischen minus eins und null erwartet, da die Abhängigkeit des Strömungswiderstands von der Reynolds-Zahl in diesem Wertebereich liegt. Und die Teilchengröße stimmt auch mit Teilchengrößen in der Probe (Abbildung 1.8e) überein, sodass die Anpassungen beide plausibel sind. Zu beachten ist, dass der Fit nach Cunningham einen freien Parameter weniger hat, aber den Vorgang trotz weniger Freiheitsgrade ähnlich gut beschreibt.

Eine Messung bei 2 mbar war dazu gedacht zwischen beiden Modellen zu unterscheiden. Allerdings war die Rate des Transports sehr niedrig und deswegen konnten die Grenzen nicht eindeutig bestimmt werden. Werden die beiden Einzelevents bei den höchsten beiden Windgeschwindigkeiten als Grenze ausgewählt, was vom Verlauf ebenso plausibel ist, so liegen diese sehr nahe der Exponentialnäherung, sodass die Unterscheidung der Strömungswiderstandsgesetze auf die Auswahl der Grenzwerte zurückfällt. Die Reynolds-Zahl des Kanals für die mittlere Geschwindigkeit liegt gerade für diese beiden Punkte – und beim letzten Punkt der 3 mbar Kurve – über der kritischen Reynolds-Zahl, also ist hier das Einsetzen der Turbulenz zu erwarten. Daher ist die Diskriminierung zwischen beiden Anpassungen aufgrund der gegebenen Daten leider nicht möglich, weil die beiden Messpunkte, die zur Diskriminierung benötigt werden, nicht gut messbar sind.

Beide Anpassungen zeigen jedoch, dass der Effekt der Beleuchtung signifikant ist, so werden bei dem Cunningham Fit die nötigen Windgeschwindigkeiten um bis zu 5 % und beim anderen Fit um ca. 4 % gesenkt, wenn unter Laborbedingungen eine Intensität von 717 W/m^2 angenommen wird, was der maximalen Intensität auf dem Mars entspricht. Näheres zur Anwendung wird in Abschnitt 3.1.2 dargestellt.

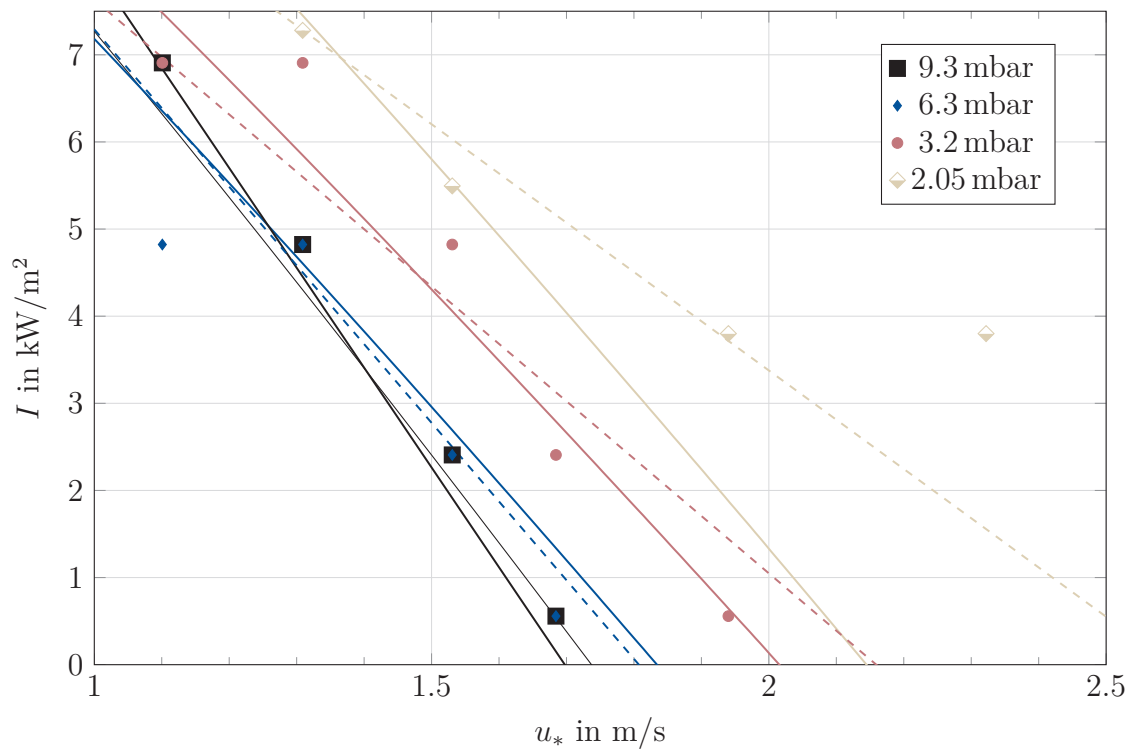


Abbildung 2.17. – Grenz-Windgeschwindigkeiten für das Einsetzen des Teilchen-transportes in Abhängigkeit von der Intensität und der Windgeschwindigkeit bei den verschiedenen Drücken. Als durchgezogene Linien sind die Anpassungen mit der Exponentialnäherung und gestrichelt die Anpassungen mit Cunningham-Slip-Flow gezeigt. (Küpper und Wurm, 2015b)

2.5. REXUS 18

Um die Fragestellung, wie sich die Photophorese am inneren Rand der Scheibe auswirkt, beantworten zu können, ist das Projekt LICOD - „Light Induced Compression Of Dust clouds“ entstanden*. Hier sollte experimentell untersucht werden, wie sich eine optisch dichte Staubwolke in Schwerelosigkeit entwickelt, wenn sie durch Photophorese von einer Seite angetrieben wird. In der Theorie der Photophorese wird immer ein einzelnes freies Teilchen behandelt. Hier jedoch wird eine Wand aus Teilchen betrachtet, sodass das Strahlungsfeld für ein Teilchen durch die anderen Teilchen stark beeinflusst wird. Deswegen wird erwartet, dass sich die dem vollem Licht ausgesetzten Teilchen schneller bewegen als die weiter von der Strahlungsquelle entfernten. Somit müsste sich der Staub von der Laserquelle wegbewegen und auch verdichten. Um den Effekt sinnvoll messen zu können, wird dafür allerdings eine lange Beobachtungszeit von mindestens 90 s Schwerelosigkeit benötigt – das entspricht der Zeit, die ein einzelnes Teilchen braucht, um sich durch den Experimentaufbau (circa 10 cm) zu bewegen. Dies ergibt sich durch Gleichsetzen des Epstein-Gesetzes (Gleichung 1.18) und der Photophorese (Gleichung 1.36), wenn für den Glaskohlenstoff ein Teilchendurchmesser von $d = 6 \mu\text{m}$ und eine thermische Leitfähigkeit von $\Lambda = 5 \text{ W}/(\text{m K})$, für die Umgebungsbedingungen ein Druck von $p = 10 \text{ mbar}$ und eine Intensität von $I = 8.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ angenommen werden. Eine mögliche Plattform sind Höhenforschungsraketen – auf die zum Beispiel über das REXUS/BEXUS Projekt zugegriffen werden kann. (Köster et al., 2015; Schywek et al., 2015)

2.5.1. Design des Experiments

Beim Design dieses Experiments waren einige Punkte gleichzeitig zu beachten (*REXUS User Manual* 2014):

- Das Gesamtgewicht musste möglichst klein sein.
- Das Experiment muss in die Rakete passen.
- Das Experiment muss tauglich für einen Raketenflug sein (Vibrationen, Kräfte, EM-Störungen, etc.).
- Das Experiment muss voll automatisiert sein.
- Das Experiment sollte einfach vorzubereiten sein und muss verlässlich laufen.
- Fehler und Ausfälle sollten nach Möglichkeit durch redundante Systeme abgefangen werden können.

* Hier wurde ich zum Teamleiter eines achtköpfigen Studententeams ernannt, das das Experiment realisiert und durchgeführt hat.

Einige der Bedingungen sind einfach zu erfüllen. Andere jedoch, wie zum Beispiel die Verlässlichkeit und Redundanz, sind schwieriger zu realisieren. Das größte Augenmerk lag auf dem Punkt, dass die Staubwolke erst in Schwerelosigkeit erzeugt werden kann. Die Wolke würde sich durch die Schwerkraft, Beschleunigungen und Zentrifugalkraft in der Rakete sehr schnell absetzen. Daher kann der Staub erst verteilt werden, wenn Schwerelosigkeit herrscht. Die Staubprobe muss aus kleinen Teilchen bestehen, da so eine höhere optische Dichte mit der gleichen Probenmasse erreicht werden kann, da diese Teilchen deutlich mehr Oberfläche haben als größere Teilchen. Die Photophorese wird jedoch bei sehr kleinen Teilchen ineffektiv. Deswegen wurde eine Glaskohlenstoff Probe von 2–12 µm ausgewählt, da dieser für die Photophorese günstige Eigenschaften (niedrige Wärmeleitfähigkeit (5 W/(mK)) und große Absorption) aufweist.

Eine Hauptfrage für das Design war: Wie kann der Staub in einer Kammer, die auf einigen Millibar abgepumpt ist, dispergiert werden? Es wurde letztendlich eine Realisation gewählt (Abbildung 2.18), bei der sich Staub unter Umgebungsdruck in einer kleinen Vorkammer befand und in eine größere Experimentierkammer dispergiert wurde. Aus dem Anfangsdruckverhältnis und dem Größenverhältnis der Kammern ergibt sich ein Enddruck, der in der richtigen Größe liegt. Zwischen den Kammern ist ein schnell-öffnendes Ventil. Das Volumen der Vorkammer muss kleiner als das des Flanschanschlusses des Ventils sein, sodass das Volumen des Flanschanschlusses durch einen Blindflansch mit einer Ausbuchtung verkleinert wird. Ein weiterer Vorteil dieses Aufbaus ist, dass die Kammer auch über dasselbe Ventil abgepumpt werden kann, sodass nur ein Ventil für den Aufbau benötigt wurde.

Der Aufbau befindet sich auf einer Basisplatte, die mit Winkeln in das Raketenmodul geschraubt wird. Auf der Basisplatte sind alle Bauteile befestigt. Die Vakuumkammer hat drei Fenster, eins zum Beobachten und zwei für den Ein- und Austritt des Laserstrahls. Außerdem ist ein Drucksensor und Anschluss zum Ventil – zur Staubdispersion und zum Evakuieren – nötig. Diese wurden durch einen Durchbruch in der Basisplatte montiert, damit die Anschlüsse gut zu erreichen sind und zudem die Kammer direkt für Blickdichtigkeit des Durchbruchs sorgt. Das Ventil wurde so herum eingebaut, dass die Beschleunigung der Rakete beim Start zusätzlich schließend wirkt. Durch die Größe des Ventils wurde es in einem Durchbruch montiert, so kommt man noch von beiden Seiten an die Schellen zum Abdichten der Vakuumverbindungen heran und spart Platz. Es wurde ein PCB (Lötplatine) gebraucht, um die Spannungsversorgung, Signalverarbeitung und Übermittlung der Daten zu ermöglichen. Als starke Lichtquelle wurde ein aufgeweiteter Laserstrahl (974 nm 8 W) benutzt, deswegen wurde das Experiment noch blickdicht umschlossen, sodass keine Gefährdung durch Laserstrahlung möglich ist. Diese Kapselung hat eine Kabeldurchführung für die benötigten elektrischen Leitungen und dient auch zur Befestigung der zwei Raspberry Pi Kameras, mit denen das Experiment beobachtet wurde. Die Raspberry Pis haben auch die Steuerung des Experiments übernommen*. Die Elektrik

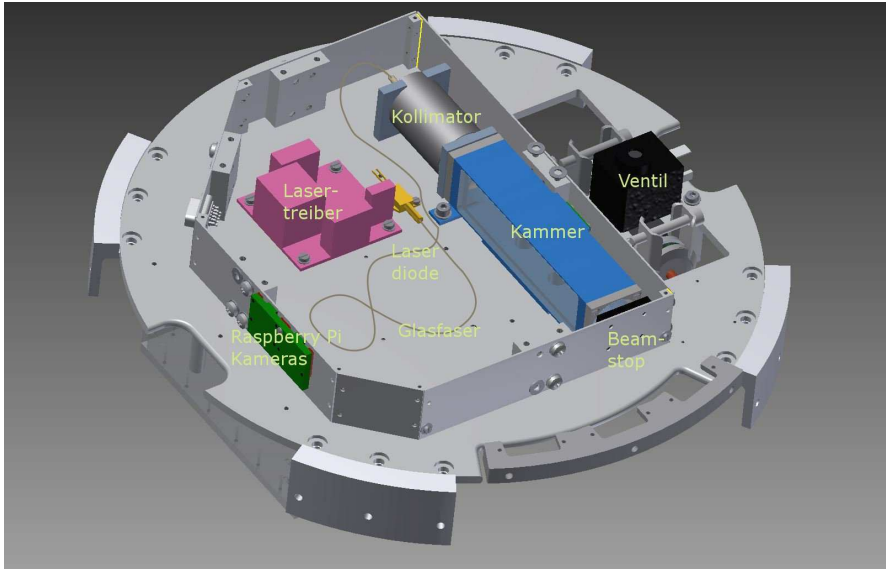
* Ein Raspberry Pi ist ein Linux-Rechner im Scheckkartenformat, für den es auch externes Zubehör wie die erwähnten Kameras gibt.

und Daten laufen in einer Box (E-Box) zusammen, in der sich die Raspberry Pis und das PCB befinden. An die E-Box werden die Kabel zum Laser, Beschleunigungsmesser, Drucksensor und Ventil geführt. Außerdem werden hier auch noch das Servicemodul der Rakete (Stromversorgung und Kommunikation), der REXUS-TV Kanal (BNC-PAL) und die Flachbandkabel für die Raspberry Pi Kamera angeschlossen.

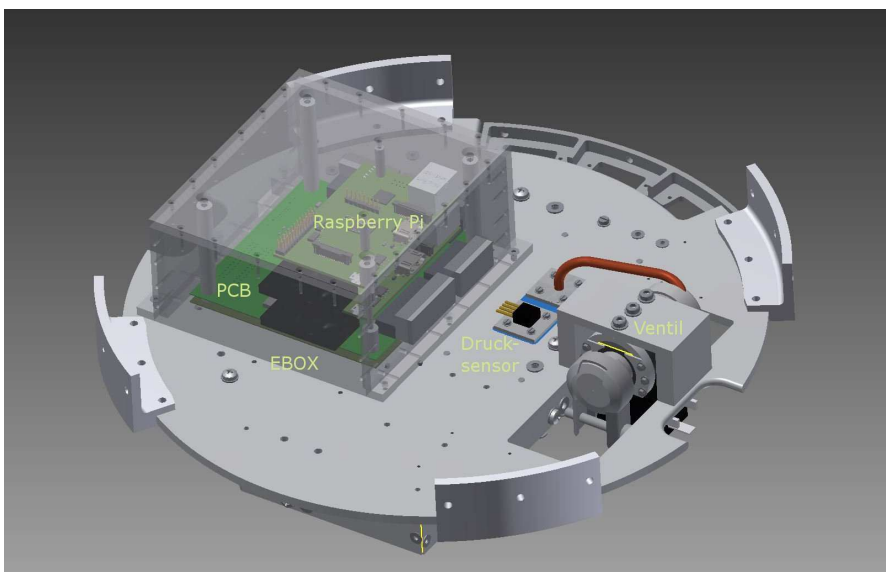
2.5.2. Evaluierung

Die Planung und Realisierung des Experimentes verlief erfolgreich. Das Experiment erhielt nach Abschluss aller Tests auch die offizielle Startfreigabe, allerdings traten beim Flug zwei Probleme auf. Zum einen gab es einen starken unvorhergesehenen Schock (von über $-6 g_{\oplus}$) beim Start, der kurzzeitig das Ventil öffnete, sodass die Druckdifferenz zwischen Kammer und Staubreservoir vermindert wurde, ohne dass der Staub bis in die Kammer mitgetragen werden konnte. Zum anderen schlug der Mechanismus fehl, der die Drehung der Rakete stoppen sollte. Durch die Restdrehung von 4 Hz gab es signifikante Zentrifugalkräfte und somit keine Mikrogravitation. Daher konnten keine verwertbaren Daten gewonnen werden.

Die Steuerung des Experimentes und das Experiment liefen jedoch und haben den Flug auch heil überstanden, sodass nur beim Trägersystem sichergestellt werden musste, dass der Schock nicht nochmal auftritt und der Despin-Mechanismus funktioniert. Der Despin-Mechanismus, der die Drehung der Rakete stoppen sollte, ist lange erprobt und als zuverlässig eingestuft, daher ist es unwahrscheinlich, dass der Mechanismus erneut fehlschlägt. Ob der Schock, der beim Zünden der Rakete auftritt vermeidbar ist, ist zur Zeit unbekannt. Die Messfrequenz der Beschleunigungen des Raketensystems ist zu niedrig um diese Schocks zu detektieren, daher sind von vorherigen Flügen keine Daten zu dem Schock vorhanden. Kann dieser Schock wieder auftreten, muss das Ventil im Design verändert werden, um sicherzustellen, dass das Experiment sicher funktioniert.



(a) Ansicht von oben. An der Rückseite der Vakuumkammer ist das Accelerometer befestigt. Vor der Kammer ist der Kollimator, der den Laserstrahl aufweitet und parallelisiert, und hinter der Kammer ein schwarzer Beamstop. Die Kameras sind an den Wänden der umschließenden Box befestigt. Der Deckel der Box ist hier ausgeblendet. Am rechten Rand befindet sich das Ventil.



(b) Ansicht von unten. Hier befindet sich die E-Box. Rechts ist das Ventil zu sehen, das zur Unterseite der Kammer geht (rotes Rohr). Der Drucksensor befindet sich neben dem Ventilanschluss.

Abbildung 2.18. – Aufbau des Experiments. Insgesamt wog das Experiment 7 kg war 120 mm hoch und hatte einen Durchmesser von 355.6 mm, das Modul (Außenwand) jeweils mitgerechnet.

3. Anwendung

3.1. Mars

3.1.1. Gasflüsse im Boden

Für die Anwendung der Ergebnisse aus Sektion 2.3 (de Beule et al., 2014) ist die Marsoberfläche ein möglicher Kontext. Auf dem Mars herrscht der richtige Druck, dass ein thermisch induzierter Gasfluss im Boden entstehen kann. Die mittlere freie Weglänge auf der Marsoberfläche ist etwa $11\text{ }\mu\text{m}$, die ist der Größe von Poren im Staubbett ähnlich. Dadurch gibt es Bereiche, in denen das Gas in den Boden gesaugt wird oder in denen Gas aus dem Boden strömt, siehe Abbildung 3.1. Gasflüsse durch den Boden wurden indirekt auch schon beobachtet (Antoine et al., 2011; Lopez et al., 2012).

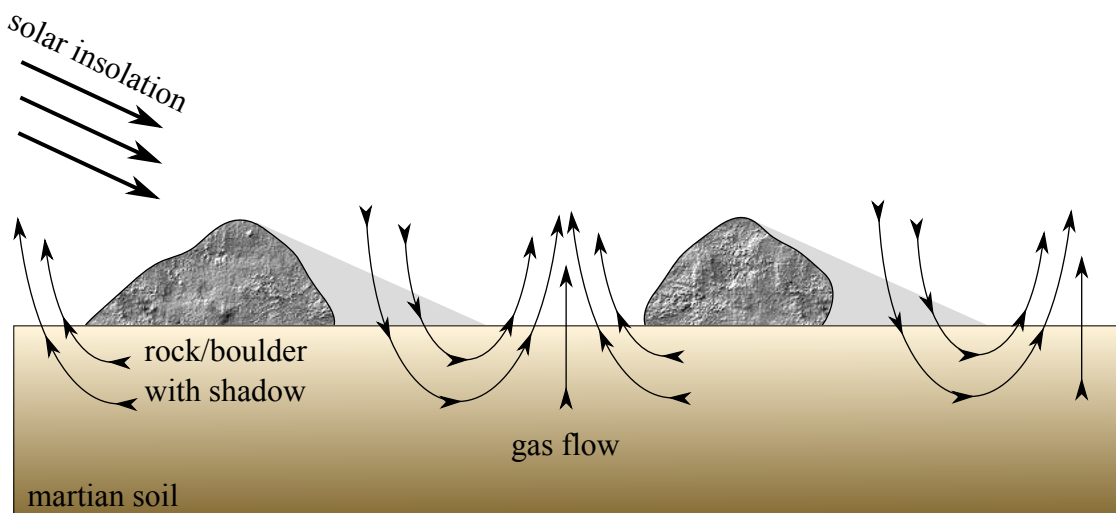


Abbildung 3.1. – Skizze der Pumpwirkung der Marsoberfläche. Durch die Sonneneinstrahlung (eng „insolation“) und Schatten entstehen warme sowie kalte Stellen auf der Marsoberfläche. Durch das thermische Kriechen wird nun Gas von den kalten zu den warmen Stellen gepumpt, sodass aus den tieferen, kalten Schichten des Bodens oder aus Schatten Gas an die Oberfläche gepumpt werden kann. In schattigen Bereichen wird das Gas, dass an anderer Stelle herausgepumpt wird in den Boden gepumpt. (de Beule et al., 2014)

Der Gasfluss kann zum Einen den Staubtransport unterstützen – siehe Abschnitt 3.1.2. Zum Anderen entsteht er auch für andere Moleküle (siehe Gleichung 1.34) und kann

diese durch das Staubbett transportieren. Der Mars hat Eisreservoirs unter der Stauboberfläche (Squyres et al., 1992; Mellon et al., 2004). Bisher wurde davon ausgegangen, dass Wasserdampf aus diesen Reservoirs hauptsächlich durch Diffusion zur Oberfläche transportiert wird (Hudson et al., 2007). Für eine Staubprobe (JSC Mars-1) bei 6 mbar wurde die Diffusionskonstante zu $1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ abgeschätzt (Hudson, 2008). Für eine sehr flache Tiefe von 2 cm resultiert eine mittlere Diffusionszeit von 1.3 s.

Unter Marsbedingungen: $p = 6 \text{ mbar}$, $T = 218 \text{ K}$, einer Temperaturdifferenz $\Delta T = 50 \text{ K}$, die dem Tag Nacht Unterschied entspricht (Davy et al., 2010), Annahmen für den Staub: einer Wärmeleitfähigkeit von $\Lambda = 0.01 \text{ W}/(\text{K m})$ (Presley und Christensen, 1997), einen Partikeldurchmesser von $d = 100 \mu\text{m}$ und einer angenommenen Tiefe von 2 cm des Staubbettes resultiert mit Gleichung 1.34 ein Massenfluss für eine Kapillare von $\dot{M} = 10^{-14} \text{ kg/s}$. Die Geschwindigkeit ergibt sich durch Division des Massenflusses mit der Querschnittfläche der Kapillare $A \approx 10^{-10} \text{ m}^2$ und der Dichte des Gases $\rho_g = 14.6 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$. Die Querschnittfläche ergibt sich für hexagonal gepackte Kugeln dadurch, dass der Kapillardurchmesser circa 20 % des Kugeldurchmessers beträgt. Insgesamt ergibt sich damit eine Geschwindigkeit des Gasflusses von 1.6 cm/s und daraus eine vergleichbare Zeit, die ein Molekül im Gasstrom braucht, um an die Oberfläche zu gelangen.

Da die Geschwindigkeit des Gasflusses eine ähnliche Größe hat und zum anderen nicht diffusiv, sondern gerichtet ist, wird die Effektivität dieser Art von Transport offensichtlich. Wenn die Diffusionslänge steigt, tritt noch deutlicher zutage, da die Diffusionszeit quadratisch mit der Strecke wächst. Daher ist der Gasfluss wichtig für die Gas-Boden-Interaktion und zum Beispiel den Wasser- oder CO_2 -Kreislauf. Wasserdampf kann mit diesem Mechanismus durch den Boden in tiefere Zonen transportiert werden – wo der Dampf dann kondensieren kann, wenn es in diesen Schichten kalt genug ist. Wasserdampf, der in den tiefen Schichten durch Sublimation entsteht (Hudson et al., 2007), kann allerdings auch effektiv wieder an die Oberfläche gebracht werden. Dadurch kann der Transport von Gasen durch den Boden deutlich verstärkt werden, beziehungsweise kann die Permeabilität des Bodens auch niedriger sein.

3.1.2. Staubtransport

Um Staubtransport auf dem Mars mit den Daten aus dem Windkanal Experiment (Sektion 2.4 sowie Küpper und Wurm (2015b)) zu beschreiben, muss eine Reskalierung der Gleichungen 2.8 und 2.9 der Größen von Erd- auf Marsbedingungen vorgenommen werden. Da die Abhängigkeiten der Parameter von den Eingangsbedingungen bekannt sind, müssen nur die entsprechenden Parameter mit einem Skalierungsfaktor f versehen werden. Die Skalierungsfaktoren lassen sich den Verhältnissen der wichtigen Größen aus Tabelle 1.1 berechnen.

Das Q (Gleichung 1.35) ist abhängig von der Knudsen-Zahl, die ist wiederum abhängig von der freien Weglänge $\lambda \propto T/\sigma$ (siehe Gleichung 1.2). Damit ergibt sich $f_\lambda = 0.603$, der in das Argument von Q multipliziert werden muss. Die Kraft durch die Beleuchtung skaliert zusätzlich zum Q mit T^{-1} (Gleichung 2.7), damit ist $f_{\text{lift}} = 1.40$. Die Dichte

skaliert mit $\rho \propto pm/T$. Die Druckabhängigkeit wurde schon explizit berücksichtigt und der Skalierungsfaktor ergibt sich damit zu $f_\rho = 2.13$. Dieser Skalierungsfaktor gilt außerdem auch für die Skalierung der Reynolds-Zahl.

Einzig $f_{F_{G,ad}}$ ist schwierig zu bestimmen, da der Unterschied zwischen Gravitation und Adhäsion nicht aus den Messdaten ermittelt werden kann. Zwei Grenzfälle werden deshalb betrachtet. Ist der Staub adhäsionslos, so ist der Faktor von der Gravitation bestimmt und ist $f_{F_{G,ad}} \approx 1/3$. Ist der Staub vollständig von der Adhäsion dominiert und die Adhäsion des Marsstaubes gleich groß wie die der Probe, so ergibt sich $f_{F_{G,ad}} = 1$. Der wirkliche Wert wird zwischen diesen Extremen erwartet, wenn ein loses Staubbett betrachtet wird. Für ein verhärtetes Bett kann der Wert allerdings auch höher als 1 liegen, da hier die Adhäsion bedeutend stärker ist. Da diese Landformen für die betrachteten Transportprozesse nicht interessant ist, wird dieser Fall jedoch nicht näher behandelt.

Damit ergibt sich die skalierte Fit-Funktion zu

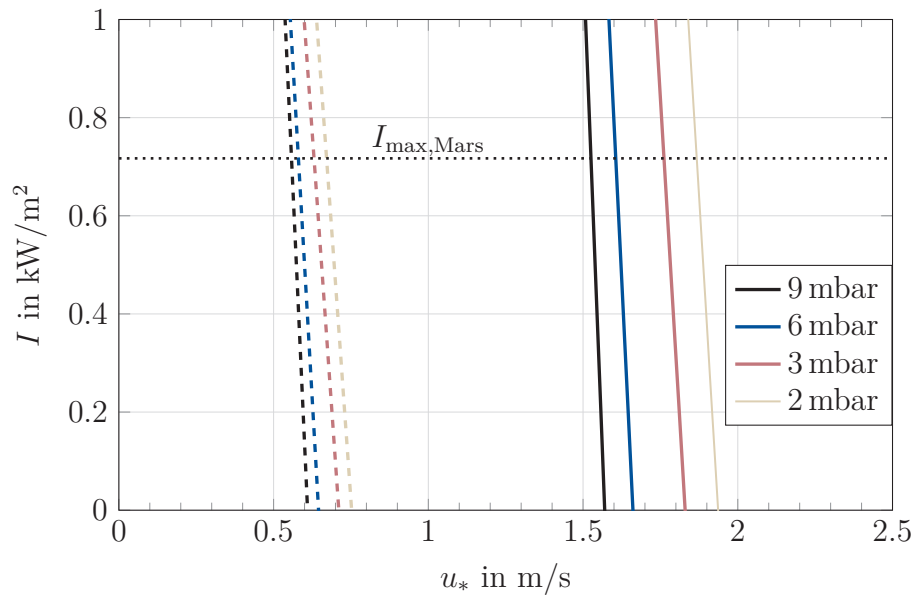
$$I_{\text{crit},N,\text{Mars}}(u_*, p) = \frac{p_0}{p} Q^{-1} \left(\frac{\lambda f_\lambda}{d_N} \right) \left(-\tilde{C}_{L,N} \frac{f_\rho}{f_{\text{lift}}} \frac{p}{p_0} \left(\frac{u_* f_\rho p}{1 \frac{\text{m}}{\text{s}} p_0} \right)^\beta u_*^2 + \frac{f_{F_{G,ad}}}{f_{\text{lift}}} \tilde{F}_{G,ad,N} \right) \quad (3.1)$$

für den Fall, dass die Potenzgesetz-Näherung benutzt wird und

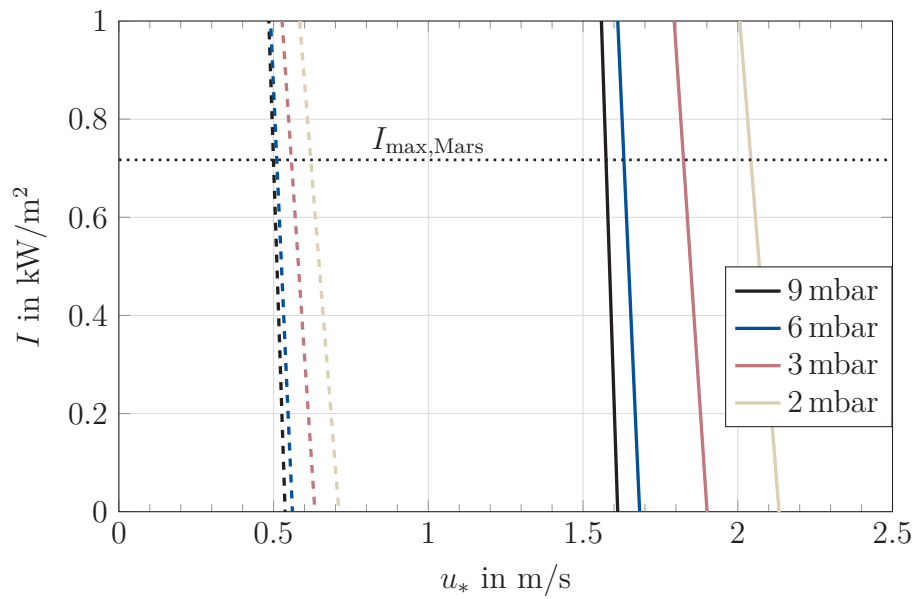
$$I_{\text{crit},C,\text{Mars}}(u_*, p) = \frac{p_0}{p} Q^{-1} \left(\frac{\lambda f_\lambda}{d_N} \right) \frac{1}{f_{\text{lift}}} \left(-\tilde{C}_{L,C} d_C \frac{u_*}{\text{Cun}C(\lambda f_\lambda / d_C)} + f_{F_{G,ad}} \tilde{F}_{G,ad,C} \right) \quad (3.2)$$

für den Cunningham-Slip-Flow. Die beiden Modelle sind in Abbildung 3.2 gegenübergestellt. Für die maximale Sonneneinstrahlung auf dem Mars $I_{\text{max},\text{Mars}} = 717 \text{ W/m}^2$ ergeben sich die in Tabelle 3.1 dargestellten Grenzwerte.

Für die verschiedenen Gasreibungsgesetze unterscheiden sich die Ergebnisse geringfügig; in beiden Fällen ist jedoch die Reduktion der Transportgrenze durch die Beleuchtung signifikant. Die Reduktion beträgt bis ca. 4 % bei adhäsionsdominiertem Staub und bis ca. 12 % bei adhäsionsfreiem Staub. Der Unterschied zwischen den Gasreibungsgesetzen ist in der Messung allerdings so gering, dass es hier nicht möglich war sie zu unterscheiden.



(a) Newton



(b) Slip Flow

Abbildung 3.2. – Skalierte Grenzwerte für die 2 unterschiedlichen Gasreibungsgesetze. Die durchgezogenen Linien sind $f_{G,ad} = 1$, gestrichelt ist $f_{G,ad} = 1/3$ dargestellt. (Küpper und Wurm, 2015b)

Tabelle 3.1. – Kritische Schubspannungsgeschwindigkeiten unter Laborbedingungen und skaliert. Die Geschwindigkeiten sind jeweils ohne Sonneneinstrahlung und bei maximaler Einstrahlung für den Mars (717 W/m^2) berechnet. Zusätzlich ist die Reduktion der Geschwindigkeit zwischen diesen Werten in Prozent angegeben, da dieses Maß robuster gegen unterschiedliche Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit oder auch den verschiedenen Fits und Annahmen ist. (Alle Werte sind gerundet) (Küpper und Wurm, 2015b)

Newton									
p in Pa	Laborbedingung			$f_{F_{G,ad}} = 1$			$f_{F_{G,ad}} = 1/3$		
	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %
205	2.14	2.07	3.6	1.93	1.86	3.5	0.75	0.67	10.1
320	2.02	1.93	4.2	1.81	1.73	3.6	0.70	0.63	11.3
630	1.83	1.75	4.4	1.65	1.60	3.2	0.64	0.57	9.9
930	1.74	1.67	4.0	1.56	1.52	2.7	0.61	0.56	8.4

Slip-Flow									
p in Pa	Laborbedingung			$f_{F_{G,ad}} = 1$			$f_{F_{G,ad}} = 1/3$		
	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %	$u_{*,I=0}$ in m/s	$u_{*,I_{\max,Mars}}$ in m/s	Red. in %
205	2.60	2.47	4.9	2.03	2.12	4.1	0.71	0.62	12.8
320	2.16	2.05	5.0	1.87	1.80	3.8	0.62	0.55	11.8
630	1.81	1.73	4.4	1.67	1.62	2.8	0.56	0.51	8.8
930	1.70	1.63	3.7	1.61	1.57	2.2	0.54	0.50	6.9

3.2. Protoplanetare Scheiben

3.2.1. Erkenntnisse aus Experimenten in Schwerelosigkeit

Aus den in Sektion 2.2 beziehungsweise Küpper et al. (2014b) gemessenen Daten und Simulationen wurden mehrere Informationen gewonnen. Die Wärmeleitfähigkeit ($\Lambda \approx 1 \text{ W}/(\text{m K})$), die der einzige freie Parameter in der Gleichung 2.5 ist, zeigt einen Wert an, der nahe des Wertes von Volumenmaterial und nicht bei dem Wert für poröse Staubbetten ($0.01 \text{ W}/(\text{m K})$) (Presley und Christensen, 1997)) liegt. Daraus lässt sich schließen, dass die Aggregate nicht aus so vielen Monomeren bestehen, dass ihre Struktur die Wärmeleitung stark verändert. Sie müssen also aus wenigen Monomeren bestehen oder die Wärmeleitfähigkeit muss bei Aggregaten mit verschiedener Anzahl von Monomeren nahezu konstant bleiben.

Durch die nicht sphärische Struktur der Partikel zeigen sie mitunter eine Abweichung der Bewegungsrichtung von mehreren Grad gegenüber der Beleuchtungsrichtung, wie auch in Loesche et al. (2013) für nicht ganz sphärische Partikel (3D-Modelle von Chondren) analysiert.

Die verschiedenen Möglichkeiten der Ausrichtung wurden schon in Abschnitt 2.2.2 diskutiert. Dabei war zu sehen, dass eine Ausrichtung durch verschiedene Kräfte unter bestimmten Bedingungen möglich ist.

Es ist auch interessant den Einfluss der Gasreibung zu betrachten. Stimmen die Angriffspunkte der Kräfte durch Gasreibung und Photophorese nicht überein, so erfährt das Teilchen ein Drehmoment, das die Ausrichtung ändert. Bei der $\Delta\alpha$ -Photophorese bleibt die treibende Kraft körperfest, dadurch bleibt auch die Richtung der Gasreibung, die dem entgegenwirkt, körperfest. Das Teilchen wird dadurch auf eine Kreisbahn gezwungen, wenn es nicht noch anders ausgerichtet wird. Bei der ΔT -Photophorese ist die Situation anders. Die Kraft ist durch die Beleuchtungsrichtung fest gegeben, deswegen ändert sich die Richtung der Kraft nicht und das Drehmoment wirkt so lange auf das Teilchen, bis es sich in einer stabilen Position befindet. Durch die Gasreibung können sich die Teilchen entlang der Bewegungsrichtung ausrichten, allerdings ist die Rotationsbewegung der Teilchen nur schwach gedämpft. Besitzen sie zusätzlich noch einen Drehimpuls um diese Achse oder wirkt zusätzlich noch eine $\Delta\alpha$ -Photophorese, kommt es zu einer schraubenförmigen Bewegung (van Eymeren und Wurm, 2012) und keine gerichtete Seitwärtsbewegung entsteht, da sie nur um die Beleuchtungsachse rotieren.

Die Photophorese unter Gravitation kann der Sedimentation von Teilchen entgegenwirken. Es soll hier abgeschätzt werden, wie stark diese Kräfte im Vergleich sind. Im Limit der Photophorese im freien molekularen Gasfluss (Gleichung 2.6) ergibt sich

$$\frac{F_{\text{ph,free}}}{F_G} = \frac{Ip}{8\Lambda_p T \rho_p g}. \quad (3.3)$$

Für die Erde ist die Kraft unbedeutend: Für die Tropopause der Erde ($I=1 \text{ kW}/\text{m}^2$,

$p = 130$ mbar und $T = 250$ K) ergibt sich, dass die Kraft nur circa 3% der Erdgravitation ist. Die untersuchten Basaltpartikel können hierdurch nicht in der Atmosphäre in Schwebe gehalten werden, aber doch eine etwas längere Verweildauern bekommen. Um Levitation zu ermöglichen sind entweder Partikel mit geringerer Wärmeleitfähigkeit oder Partikel mit $\Delta\alpha$ -Photophorese nötig. Experimente mit anderen Proben zeigen, dass solch niedrige Wärmeleitfähigkeiten bei anderen Klassen von Partikeln möglich sind (Rohatschek, 1983; Kelling et al., 2011a; van Eymeren und Wurm, 2012; Pueschel et al., 2000).

In protoplanetaren Scheiben jedoch ist die Gravitation, die Partikel zur Mittelebene sedimentieren lässt, deutlich geringer (für die Sonne bei 1 AU ergibt sich $g = 1.4 \times 10^{-24} g_{\oplus}$). Hier kann die Photophorese Partikel daran hindern zur Mittelebene zu sedimentieren und auch die radiale Drift der Partikel beeinflussen, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

3.2.2. Berechnung der Driftgeschwindigkeiten

Die Driftgeschwindigkeiten für verschiedene poröse Körper in einer protoplanetaren Scheibe wird in den folgenden Paragraphen* diskutiert. Insbesondere soll der Einfluss der Photophorese auf diese Körper betrachtet werden, sofern das Licht sich ungehindert ausbreiten kann.

Bestimmung der Bewegungsgleichung

Die Berechnung der Driftgeschwindigkeit wurde von Weidenschilling (1977) durchgeführt. Die Photophorese wurde jedoch noch nicht mit einbezogen. Die Herleitung nach Weidenschilling (1977) wird hier kurz dargestellt. Außerdem wird die Photophorese direkt mit eingefügt.

Dadurch, dass das Gas in einer protoplanetaren Scheibe durch einen Druckgradienten gestützt wird, rotiert es langsamer als mit Kepler-Geschwindigkeit u_k um den Stern. Die Kepler-Geschwindigkeit ist mit der Gravitationsbeschleunigung des Sterns g_* verbunden

$$g_* = \frac{u_k^2}{r}, \quad (3.4)$$

wobei r der Abstand zum Stern ist.

Da Staubteilchen nicht durch den Druckgradienten gestützt und durch Gasreibung gebremst werden, wenn sie nicht Gasgeschwindigkeit haben, bewegen sie sich in Richtung Stern. Mit der Gravitationsbeschleunigung des Sterns g_* und dem Druckprofil der Scheibe lässt sich die Restbeschleunigung Δg für ein Teilchen berechnen. Die Restbeschleunigung

* Dieser Abschnitt beruht auf einer Rechnung, die zusammen mit anderen Daten in Dürmann et al. (2013) veröffentlicht wurde, und entwickelt die Konzepte aus Sektion 2.1 weiter.

lässt sich für Scheiben, bei denen der Druck – zumindest lokal – als Potenzgesetz beschrieben werden kann ($p(r) = p_0(r/r_0)^{-\xi}$), darstellen als

$$\Delta g = \frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dr} = -\frac{\xi RT}{mr}. \quad (3.5)$$

Hier ist m die Molekülmasse, R die universelle Gaskonstante, ρ_g die Gasdichte und T die Temperatur. Wichtig ist anzumerken, dass das Koordinatensystem so gewählt wurde, dass $\Delta g < 0$ eine Drift nach innen beschreibt.

Die Geschwindigkeit des Gases $u_{\phi,\text{gas}}$ lässt sich mit der Kepler-Geschwindigkeit und Restbeschleunigung ausdrücken

$$\frac{u_{\phi,\text{gas}}^2}{r} = \frac{u_k}{r} + \Delta g. \quad (3.6)$$

Der Geschwindigkeitsunterschied Δu zwischen der Gas- und Kepler-Geschwindigkeit kann für $\Delta g/g_* \ll 1$ beschrieben werden durch

$$\Delta u = u_k - u_{\phi,\text{gas}} \cong -\frac{\Delta g}{2g_*} u_k. \quad (3.7)$$

Für diese Umformung wird Gleichung 3.6 nach $u_{\phi,\text{gas}}$ aufgelöst und aus der Summe u_k^2/r ausgeklammert. Durch Taylornäherung erster Ordnung und unter Benutzung von Gleichung 3.4 ergibt sich dann die Näherung für Δu .

Zum Δg können noch andere wirkende Beschleunigungen addiert werden, zum Beispiel die photophoretische Kraft F_{ph} auf einen Testkörper der Masse m_t :

$$\Delta a = -\frac{\xi RT}{mr} + \frac{F_{\text{ph}}}{m_t}. \quad (3.8)$$

Als Variablen zur Beschreibung der Bewegung werden die Geschwindigkeitskomponenten gewählt: u_r als radiale Driftgeschwindigkeit (innen positiv) und u_t als tangentielle Relativgeschwindigkeit zum Gas (positiv wenn schneller als das Gas), $\|u\| = \sqrt{u_r^2 + u_t^2}$ ist dann der Geschwindigkeitsbetrag. Mit diesen Größen und der Gasreibung (F_D siehe Abschnitt 1.4.2) resultieren die Gleichungen für die Driftgeschwindigkeiten

$$\frac{F_D}{m_t} \frac{u_r}{\|u\|} + \frac{(u_{\phi,\text{gas}} + u_t)^2}{r} - g = 0 \quad (3.9)$$

und

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{-rF_D}{m} \frac{u_t}{\|u\|}, \quad (3.10)$$

wobei $J = r(u_{\phi,\text{gas}} + u_t)$ den Bahndrehimpuls beschreibt.

Mit Gleichung 3.4 und Gleichung 3.7 lässt sich Gleichung 3.9 – unter Vernachlässigung Terme höherer Ordnung als Δg – vereinfachen zu

$$\frac{F_D}{m_t} \frac{u_r}{\|u\|} + \Delta a + \frac{2u_t}{r} u_k = 0. \quad (3.11)$$

Die zeitliche Änderung des Drehmoments bis zur Ordnung Δg lässt sich durch Ausnutzung von $dr/dt = -u_r$ und Gleichung 3.7 zu

$$\frac{dJ}{dt} = -u_r(u_{\phi, \text{gas}} + u_t) + ru_r \left(\left(1 + \frac{\Delta g}{2g}\right) \frac{u_k}{2r} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (3.12)$$

vereinfachen.

Mittels Einsetzen in Gleichung 3.10 ergibt sich in linearer Ordnung von Δg (u_r und u_t sind selbst schon linear in Δg)

$$\frac{F_D}{m_t} \frac{u_t}{\|u\|} - \frac{u_r u_k}{2r} = 0. \quad (3.13)$$

Indem man u_r/u_t mal Gleichung 3.13 von Gleichung 3.11 abzieht, folgt

$$u_r = \pm \sqrt{-4u_t^2 - 2\Delta a \frac{r}{u_k} u_t}, \quad (3.14)$$

wobei gilt: $u_r > 0 \Leftrightarrow \Delta a < 0$. Durch Einsetzen von Gleichung 3.14 in Gleichung 3.13 folgt eine Gleichung für u_t .

Lösung der Bewegungsgleichung

Diese Gleichung lässt sich in Abhängigkeit des angenommenen Gesetzes für die Gasreibung (F_D) lösen. Danach ist nur zu verifizieren, dass die Lösung auch zum angenommenen Gesetz passt – analog zu Weidenschilling (1977). Allerdings wird die Lösung der Gleichung vereinfacht, wenn nach u_r statt wie bei Weidenschilling (1977) nach u_t aufgelöst wird, da hier das \pm durch die Lösung einer quadratischen Gleichung vor der Wurzel (also nur als Richtung von u_r) vorkommt. Bei Weidenschilling (1977) hingegen steht dieses Vorzeichen in einer Summe, wodurch zwei verschiedene Lösungen möglich wären, und es erst überprüft werden muss, welche Lösung die Richtige ist.

Eine Übersicht über die verschiedenen Gasreibungsbereiche ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Auch der direkte Übergang vom Epstein-Gesetz (Sektion 1.4.2) zu dem Übergangsbereich der mittleren Reynolds-Zahlen (Sektion 1.4.2) wurde bei der Lösung beobachtet und deswegen wurde beim Epstein Regime auch die 2. Grenzbedingung für einen kontinuierlichen Übergang dazwischen bestimmt. Beim Wechsel zwischen Stokes'scher Reibung und Übergangsbereich wurde nicht immer eine Lösung für den Übergangsbereich gefunden, weil die einzelnen Gasreibungsgesetze nicht stetig aneinander anschließen (siehe

Tabelle 3.2. – Gasreibungsgesetze und ihre Gültigkeitsbereiche

Bereich	F_D	Gültigkeitskriterium
Stokes'sche Reibung	$3\text{Re}^{-1}\pi d^2\rho_g\ u\ ^2$	$\text{Re} \leq 1(40)$
Übergangsbereich	$3\text{Re}^{-0.6}\pi d^2\rho_g\ u\ ^2$	$1 < \text{Re} \leq 800$
Newton'sche Strömung	$0.055\pi d^2\rho_g\ u\ ^2$	$\text{Re} > 800$
Epstein-Gesetz	$\frac{\pi}{3}\rho d^2\bar{c}\ u\ $	$\frac{\lambda}{d} > \frac{2}{9}$ und $d \leq \frac{27\sqrt[3]{3}\pi^{\frac{5}{6}}\eta\left(\frac{RT}{m}\right)^{\frac{1}{6}}\ u\ ^{\frac{2}{3}}}{4\sqrt[2]{p}}$

Abbildung 1.5). Deswegen wurde der Stokes-Bereich bis zu $\text{Re} = 40$ erweitert um eine einfache Näherung für diese Fälle zu haben – auch wenn diese fehlerbehaftet ist.

Folgende Prozedur wurde zur Auswahl der Lösung angewandt: Wenn das Epstein Regime gültig ist, wird es benutzt. Ist dieses Regime nicht gültig, wird erst die Newton'sche Strömung, dann Stokes'sche Reibung bis $\text{Re} = 1$ und dann der Übergangsbereich auf Selbstkonsistenz* geprüft. War keine der Lösungen konsistent, wurde die Stokes'sche Reibung bis $\text{Re} = 40$ erweitert und geprüft, ob die Lösung so möglich ist. Konnte so keine konsistente Lösung berechnet werden, blieben diese Stellen als Lücken in den Graphen – was hier aber nicht beobachtet wurde. Mit diesem Ansatz wird die Rechenzeit optimiert, da die aufwändigere Lösung für den Übergangsbereich nur berechnet wird, wenn sie benötigt wird.

Als Kontrollrechnung wurde das Nebelmodell aus Weidenschilling (1977) angenommen und die Photophorese weggelassen. In dieser Rechnung werden die Geschwindigkeiten aus Weidenschilling (1977) größtenteils reproduziert, einzig in den Übergangsbereichen, wo die zusätzliche Stokes'sche Reibung und der Übergang von dem Epstein Regime zum Newton Regime die Unstetigkeiten in den Strömungswiderständen glätten, gibt es Abweichungen zwischen den Lösungen, die die Unstetigkeiten in der ursprünglichen Lösung glätten. Allerdings verbleiben Unstetigkeiten in der Lösung, da die Übergänge zwischen den Strömungswiderstandsgesetzen nicht alle stetig sind. Mit dieser Kontrollrechnung wurde überprüft, dass der Berechnungsalgorithmus fehlerfrei funktioniert und es wurden die Ergebnisse von Weidenschilling (1977) nochmals verifiziert. Zudem ließen sich so die auffälligen Features in den ursprünglichen und den hier dargestellten Graphen besser verstehen.

Modelle und Konsequenzen

Für die Berechnung der Driftgeschwindigkeiten mit diesem Algorithmus müssen also nur die Parameter gegeben werden. Prinzipiell ist für die Driftgeschwindigkeiten das Nebelmodell wichtig, da es sowohl den Druckverlauf ($p(r)$ oder Parameter ξ) als auch den Temperaturverlauf ($T(r)$) bestimmt, die beide in die Formeln eingehen. Im weiteren

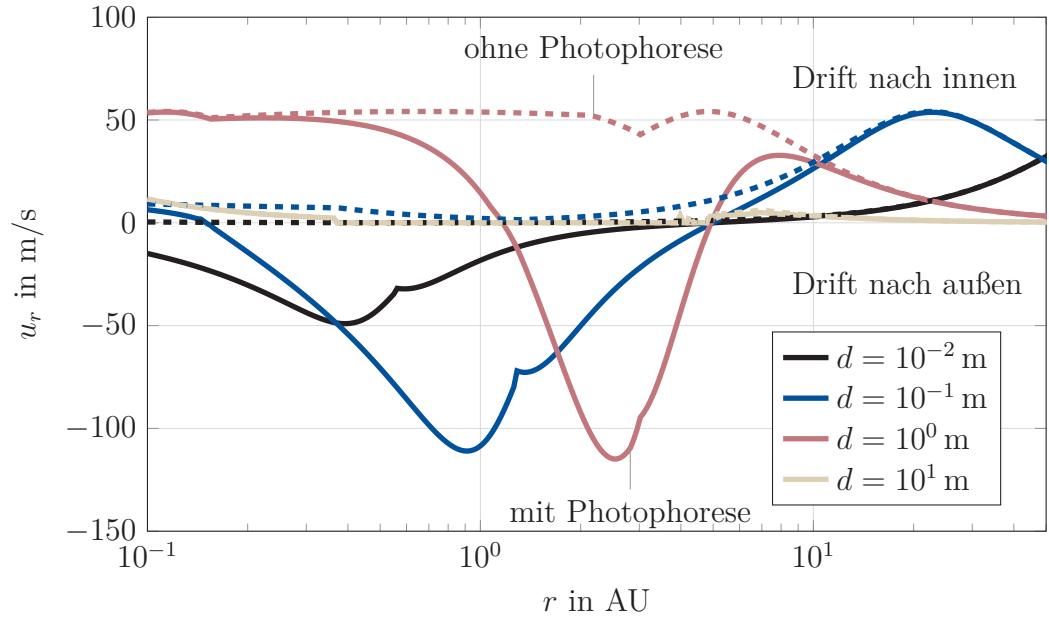
* Unter der Annahme eines Reibungsgesetzes wird die Geschwindigkeit berechnet und geprüft, ob die Reynolds-Zahl mit dieser Geschwindigkeit anzeigt, dass das angenommene Gesetz gültig ist.

Verlauf wurde der Minimum Mass Solar Nebula (MMSN) von Hayashi et al. (1985) benutzt (Sektion 1.3.1), der sich allerdings von dem Nebelmodell von Weidenschilling (1977) unterscheidet. Für die Teilchen in der Scheibe wurde hier eine thermische Leitfähigkeit $\Lambda = 0.1 \text{ W/(m K)}$, was der Wärmeleitfähigkeit von makroskopischen Proben aus porösen Silikaten entspricht (Presley und Christensen, 1997), eine Porosität $\Theta = 0.5$ und eine Dichte $\rho_p = 3000 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Des Weiteren müssen Annahmen über das Strahlungsfeld für die Photophorese getroffen werden. Hier wurde angenommen, dass die Scheibe optisch dünn ist und ein Stern mit $1 L_\odot$ im Zentrum ist.

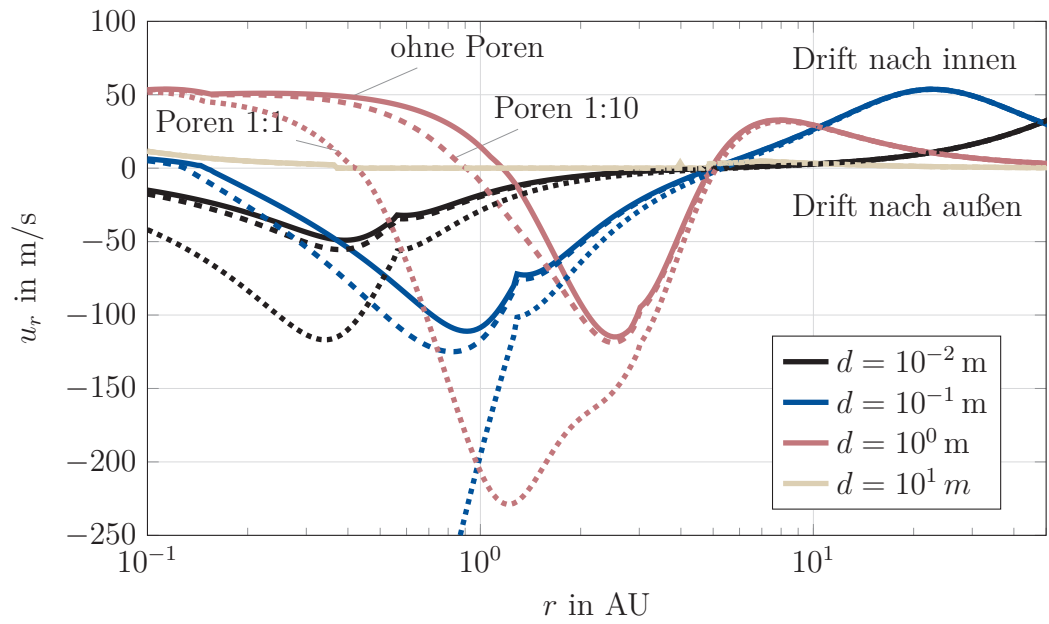
Wegen der Porosität sind auch Poren vorhanden, bei denen aufgrund des thermischen Kriechens ein Gasfluss entstehen kann. Die Kraft, die dadurch entsteht, wurde exemplarisch für Poren mit 1 mm Durchmesser berechnet. Diese Größe wurde gewählt, da eine Packung von millimetergroßen Teilchen (eg. Chondren oder Teilchen aus denen mittels Gravitationsinstabilität feste Körper entstehen (Blum et al., 2014)) ähnliche Poren aufweisen würde. Da sowohl die Kraft der Photophorese (Gleichung 1.36) als auch der Gasfluss (Gleichung 1.34) bei konstanter Knudsen-Zahl mit dem Durchmesser skalieren und für die aus Glaskugeln gesinterten Platten aus Küpper et al. (2014d) die Kräfte des Gasflusses aufgrund von Poren und der Photophorese der Platte ungefähr gleich groß waren, wurde der Einfachheit halber ein festes Verhältnis von Kraft durch Poren und Photophorese gewählt. Die Drift wurde zudem für einen zehnfach schwächeren Einfluss der Poren, die Drift ohne Poren und die Drift komplett ohne photophoretische Kräfte zum Vergleich berechnet. Der Vergleich der Driften zeigt deutliche Unterschiede (Abbildung 3.3a).

Der Effekt der Poren hat im Inneren der Scheibe, wo das Gas dichter und somit die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle geringer ist, einen Einfluss. Die innere Grenze, ab der ein Körper nah genug am Stern ist, um akkretiert zu werden, wird deutlich in Richtung Stern verschoben, sodass zwischen 0.4 AU und 5 AU beim MMSN für Körper zwischen Zentimeter und Meter Größe nur Drift nach außen berechnet wurde. Schiebt der Stern das Material weiter nach außen, so wird die optische Dichte im inneren Bereich geringer und die Strahlung des Sterns reicht weiter nach außen, sodass dieser Prozess eine Klärung der Disk unterstützen oder ermöglichen könnte. Die Behandlung der Poren ist hier allerdings stark vereinfacht. Diese Effekte müssen erst im Detail untersucht werden, um eine Aussage zu treffen, inwieweit sie die Entwicklung der Scheibe beeinflussen können.

Bei Weidenschilling (1977) ist die maximale Drift 100 m/s. Bei der Berechnung mit dem MMSN ist sie maximal um 50 m/s nach innen beziehungsweise mehr als 100 m/s nach außen. Daran wird deutlich, dass die Drift stark vom Nebelmodell abhängt; dies muss vor allem bei der Meterbarriere (Sektion 1.3.1) beachtet werden, da die Lebenszeit der metergroßen Körper deutlich vom Nebelmodell abhängt. Das Scheibenmodell aus Weidenschilling (1977) wird im Gegensatz zu den darin berechneten Driftgeschwindigkeiten heutzutage nicht mehr verwendet und der MMSN ist nur ein einfaches von mehreren Modellen, sodass eine Driftgeschwindigkeit zwar immer noch bei metergroßen Körpern am höchsten sein wird, aber die Geschwindigkeit je nach Modell variieren kann. Zum



(a) Zwischen Drift mit und ohne Photophorese ohne Effekt der Poren.



(b) Zwischen Drift bei verschiedenen Beitrag der Poren.

Abbildung 3.3. – Vergleich der radialen Drift für Körper mit unterschiedlichen Durchmesser d im MMSN. (Dürmann et al., 2013)

Anderen kann die Photophorese Kräfte erzeugen, die größer als die Restgravitation sind, wodurch Drift nach außen möglich wird, was das Problem, dass Körper in der Sonne verloren gehen, für eine optisch dünne Scheibe deutlich reduziert. An dem Übergang zwischen Drift nach außen und Drift nach innen wird Material konzentriert, sodass dort Bereiche entstehen, die besonders günstig für Wachstum sind. Es könnte sich ein stabiler Punkt zwischen einfallendem und nach außen gedrücktem Material bilden, wenn auch die optische Dichte berücksichtigt wird, oder entweder das einfallende Material oder der Druck nach außen dominiert.

Die Problematik der hohen Driftgeschwindigkeiten wird hier noch auf einer andere Weisen wichtig. Da jetzt metergroße Körper signifikante Geschwindigkeiten nach außen haben können, ist zwar der eine Teil der Meterbarriere, nämlich der, dass sie zu schnell in den Stern fallen, überwunden. Beim Drift nach außen können sie allerdings nun noch höhere Geschwindigkeiten erreichen, wodurch Fragmentierung bei den hohen Kollisionsgeschwindigkeiten sehr wahrscheinlich wird (Windmark et al., 2012). Wenn metergroße Körper auch tatsächlich in dem Bereich nahe am Stern vorhanden sind, um dann nach außen zu driften, ist dies direkt von Belang.

Hier wurde die Scheibe als gegeben betrachtet. Die Dynamik der Scheibe und deren Entwicklung unter Rückwirkung des Transports ist nicht berücksichtigt worden. Wenn durch die Strahlung des Sterns Material nach außen transportiert wird, so entsteht eine Grenzfläche zwischen optisch dünnem und optisch dichtem Bereich, da die Teilchen hinter der Grenzfläche mit einer hohen Geschwindigkeit ankommen, aber vor der Grenzfläche Material nach außen gedrückt wird. Daraus ergibt sich eine erhöhte Teilchenzahldichte in diesem Grenzbereich. Durch eine erhöhte Anzahlldichte wird das Planetenwachstum unterstützt, sodass Planetenentstehung sukzessive von innen nach außen für innere Planeten möglich erscheint. Diese Idee wurde für Druckmaxima im radialen Druckverlauf, die ähnliche radiale Drift zur Folge haben, vorgeschlagen (Chatterjee und Tan, 2014), lässt sich aber auch auf die Photophorese anwenden. Für diese Phänomene sind die oben diskutierten stationären Simulationen nicht ausreichend, sondern es bedarf einer zeitabhängigen Simulation der Scheibe.

4. Zusammenfassung & Ausblick

In dieser Arbeit wurde an mehreren Beispielen der Einfluss verschiedener Kräfte aus dem Übergangsbereich zwischen Kontinuums- und molekularer Gasdynamik – insbesondere Photophorese und thermisches Kriechen – untersucht und dargestellt. Diese Kräfte sind unter bestimmten Bedingungen von Bedeutung, werden aber, da sie unter den Bedingungen auf der Erdoberfläche nicht signifikant sind, oft vernachlässigt oder schlicht vergessen. Es wird hier auf jedes behandelte Thema eingegangen und die wichtigsten Ergebnisse werden zusammengefasst. Danach wird ein Ausblick gegeben, welche offenen Fragestellungen noch existieren und welche Untersuchungen diese beantworten könnten.

4.1. Gasfluss im Boden

Im Fallturmexperiment (siehe Sektion 2.3 und de Beule et al. (2014)) hat sich ein nicht konvektiver Gasfluss gezeigt, der auch im Staubbett strömen muss (siehe Abschnitt 3.1.1), um die Flussgeschwindigkeiten und Flussgeometrie zu erklären. Dieser Gasfluss wurde durch die Beleuchtung angeregt und basiert auf dem Effekt des thermischen Kriechens. Der Gasfluss verlässt die Oberfläche unter den Experimentbedingungen mit etwa 10 cm/s und außerhalb dieses Jets sind die Geschwindigkeiten beim Rückfluss in der Größenordnung von 1 cm/s. Aus dem Staubbett gelöste Teilchen folgen dieser Gasbewegung und machen sie sichtbar. Da diese Teilchen in Schwerelosigkeit auf die Oberfläche zurück wandern, muss es eine Strömung geben, die in die Oberfläche geht.

Mit der Geschwindigkeit und dem Druckgradienten, die für diese Pumpwirkung aufgebaut werden müssen, bietet dieser Effekt eine gute Erklärung für Teilcheneruptionen durch Licht. Die so entstehende Kraft ist größer als die der Thermophorese beziehungsweise Photophorese und zeigt ohne weitere Annahmen in die richtige Richtung für die Eruptionen. Diese beleuchtungs-aktivierte Schicht kann somit gut den Teilchentransport durch Licht erklären.

Durch diesen Effekt wird gerichteter Transport durch den Marsboden erzeugt, der den diffusiven Transport von Wasser oder CO₂ durch den Regolith unterstützen kann. Für flach unter der Oberfläche gelegene Reservoirs oder Senken (Tiefe 2 cm) wurde abgeschätzt, dass die Zeitskalen beider Prozesse ähnlich sind.

4.2. Staubtransport

Sektion 2.4, Abschnitt 3.1.2 und Küpper und Wurm (2015b) zeigen im Experiment für den Staubtransport, dass das thermische Kriechen unter Marsbedingungen einen deutlichen Einfluss auf die Transportgrenze haben kann. Es wurde Mojave Mars Simulant (siehe Peters et al. (2008) und Sektion 1.6.3) benutzt, um in einem Windkanalexperiment die Grenze, ab der in Abhängigkeit von Intensität und Windgeschwindigkeit Transport einsetzt, zu bestimmen.

Zwei Strömungswiderstandsgesetze wurden verwendet, da für den Staub die Cunningham Slip-Flow Beschreibung nötig ist, für das Staubbett allerdings die Reynolds-Zahl nur durch ein Potenzgesetz genähert werden konnte. Beide Beschreibungen geben die Daten ähnlich gut wieder.

Die so gewonnenen Funktionen wurden auf Marsbedingungen reskaliert. Es wurden zwei Grenzfälle für die Reskalierung auf den Mars betrachtet. Im ersten Fall wurde angenommen, dass der Staub allein durch Adhäsion hält, im zweiten Fall wurde nur Gravitation betrachtet. Die Diskussion der Grenzfälle ist nötig, da im Experiment nicht zwischen Adhäsion und Gravitation unterschieden werden konnte und das Verhältnis dieser Kräfte für die Reskalierung notwendig ist. Die für Transport benötigte Windgeschwindigkeit wird durch die Beleuchtung zwischen 4 % für adhäsiven bis zu 12 % für gravitationsdominierten Staub gesenkt.

Jedoch klärt diese Reduktion der Transportgrenze noch immer nicht vollständig den Transport auf dem Mars, da die Spanne zwischen beobachteter und benötigter Windgeschwindigkeit teilweise groß ist – insbesondere in hoch gelegenen Gebieten, wo der Umgebungsdruck nochmals deutlich geringer ist (Reiss et al., 2009).

4.3. Photophorese an Aggregaten

Es wurde im Fallturmexperiment (Küpper et al. (2014b), Abschnitt 2.2.1 und Abschnitt 3.2.1) die photophoretische Drift von Basaltstaub (kleiner 125 μm) untersucht. Es wurden 120 Teilchenbahnen getrackt und die Bewegung der Teilchen verglichen. Durch Korrelation der Größenverteilung mit der Geschwindigkeit ließ sich eine Wärmeleitfähigkeit von $\Lambda \approx 1 \text{ W}/(\text{m K})$ für die Aggregate abschätzen. Zudem konnte man die Richtung der Teilchen auswerten, dabei zeigt sich eine deutliche Tendenz zu positiver Photophorese entlang der Beleuchtungsrichtung. Abweichungen in der Richtung um bis zu 90° wurden allerdings beobachtet und zudem zeigt eine kleine Gruppe von Teilchen (7 %) negative Photophorese.

Das Verhalten der Teilchen lässt sich gut mit der ΔT -Photophorese erklären. Daraus wurde geschlossen, dass $\Delta\alpha$ -Photophorese bei diesen Teilchen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

4.4. Photophoretische Kräfte in einer Scheibe

Basierend auf den Parabelflug-Experimenten, die in Sektion 2.1 und (Küpper et al., 2014d) dargestellt worden sind, ergibt sich, dass durch die Beleuchtung Kräfte aufgrund der Größe des Körpers und der Größe der Poren entstehen können. Beide Kräfte können für eine poröse, aus 150–250 μm Glaskugeln gesinterte Platte (mit 55.8 % Porosität und 2.2 cm Durchmesser) Beschleunigungen um die $0.05 g_{\oplus}$ verursachen.

In Anbetracht dieser Erkenntnis wurde in Dürmann et al. (2013) und Abschnitt 3.2.2 die daraus resultierende Driftgeschwindigkeit für Teilchen im Minimum Mass Solar Nebula (Hayashi et al., 1985) auf der Basis von Weidenschilling (1977) berechnet. Dabei wurden mehrere Fälle betrachtet: Drift ohne Photophorese, mit Photophorese und mit unterschiedlichem Einfluss der Poren.

Durch die Photophorese ist für Teilchen verschiedener Größe Drift nach außen möglich, sodass die Teilchen ab einem von der Größe der Teilchen abhängenden minimalen Radius bis ca $r \approx 5 \text{ AU}$ nach außen geschoben werden, wenn die Scheibe bis dahin optisch dünn ist. Metergroße Teilchen erreichen dabei große Driftgeschwindigkeiten bis über 100 m/s nach außen, im Vergleich zu 50 m/s Drift nach innen ohne Photophorese. Noch deutlicher werden die Driften, wenn man die Poren ebenfalls betrachtet. In einer vereinfachten Darstellung führten sie zu einem zusätzlichen Geschwindigkeitsbeitrag (maximal 230 m/s nach außen für ein metergroßes Teilchen) und reduzieren den Abstand, ab dem Drift nach außen möglich wurde (von $r \approx 1 \text{ AU}$ auf circa $r \approx 0.4 \text{ AU}$ für ein metergroßes Teilchen).

4.5. Ausblick

4.5.1. REXUS

Eine Wiederholung des REXUS-Experiments wäre wünschenswert und auch mit nur geringen Designänderungen möglich. Da allerdings mehrere Teammitglieder nicht mehr teilnehmen können, da ihr Studium dem Ende entgegen geht – oder schon zu Ende gegangen ist – und nicht genügend Nachwuchs gefunden wurde, wird es leider nicht mit der nächsten REXUS/BEXUS-Kampagne möglich sein das Experiment erneut durchzuführen. Dies wäre jedoch eine gute Gelegenheit, um mehr über die Photophorese beim Übergang in optisch dichte Gebiete zu erfahren.

4.5.2. Scheibenmodellierung

Mit dem Staubtransport nach außen wurde ein Effekt gezeigt, der die Materialverteilung der Scheibe deutlich verändern kann. Die Materialverteilung wiederum wirkt sich auf die Dynamik der Scheibe und damit deren Entwicklung aus. Für ein umfassendes Bild wird demnach eine Simulation aller relevanten Vorgänge in der Scheibe benötigt. Aufgrund der vielen unterschiedlichen Prozesse und auch Größenskalen, die zu berücksichtigen sind, ist eine Simulation jedoch nur im eingeschränkten Maße unter Vereinfachungen möglich.

Wenn eine Scheibe so weit optisch dünn ist, dass Material nach außen geschoben wird (und sie dadurch im Inneren weiter ausdünnen kann), stellt sich die Frage, was durch das einfallende Material passiert. Entweder ein Gleichgewicht entsteht, sodass sich eine erhöhte Materialkonzentration am Übergang zwischen optisch dünnem und optisch dichtem Bereich ausbildet oder die Scheibe klärt sich und ein Übergang zur „transitional disk“ entsteht. Eine verwandte Fragestellung ist, ob dieser Effekt für die Klärung der inneren Regionen einer Scheibe von Material sorgen kann oder ob er zumindest den durch Kollisionen von Planetesimalen erzeugten Staub im Inneren der Disk schnell genug nach außen transportieren kann, um die Staubbefreiheit der inneren Scheibe zu erklären.

4.5.3. Erweiterungsmöglichkeiten des LoPWiT

Für den Betrieb des LoPWiT sind Drücke zwischen 0.1 mbar und 10 mbar vorgesehen. Stabiler niedrigerer Druck ist aufgrund der Leckrate des Kanals nicht ohne eine aktive Regelung zu erreichen. Für höheren Druck ist das Fangnetz vor der Pumpe nicht ausgelegt. Eine Verstärkung des Fangnetzes oder dessen Entfernung ist jedoch möglich, wenn bei höherem Druck und starken Wind Experimente durchgeführt werden müssen.

Windgeschwindigkeiten von bis zu 100 m/s können von der Pumpe erreicht werden, allerdings wurden solch hohe Geschwindigkeiten noch nicht benötigt und daher nicht getestet. Hier muss auf das Fangnetz achtgegeben werden, weil für die Konstruktion 10 mbar und 50 m/s die Berechnungsgrundlage waren.

Somit könnte der Kanal nach kleineren Modifikationen für Experimente bei noch niedrigeren Drücken zur Erosion auf dem Arsia Mons oder von Körpern auf protoplanetaren Scheiben benutzt werden. Zudem wurden die Kühlung hier noch nicht genutzt, aber sie erlaubt auch Experimentiermöglichkeiten für die Deposition und das Freiwerden von CO₂-Eis an und unter der Oberfläche. Das Sublimieren von CO₂-Eis ist auch ein Mechanismus um Staub von unter der Eisschicht an die Oberfläche zu transportieren (de Villiers et al., 2012).

Für den Windkanal wurde eine Staubprobe benutzt, die in den Kanal gesiebt wurde. Diese Prozedur ergibt eine gut reproduzierbare Probe, sodass ähnliche Bedingungen für verschiedene Experimentdurchläufe garantiert sind, allerdings ist das nicht das natürlichste Staubbett. Auf dem Mars ist zu erwarten, dass feiner Staub von der Größenordnung kleiner 1 µm – wie in der Atmosphäre beobachtet (Fedorova et al., 2014) – auf einem gröberen Bett liegt. Mit Proben, die diese Struktur durch verschiedene Staubschichten simulieren, könnte auch die Bildung von hellen und dunklen Streifen – wie sie auf den Mars beobachtet wurden (Greeley et al., 2006) – untersucht werden. Durch die Entwicklung eines Partikelfängers wäre es auch möglich, die Größenverteilung der transportierten Partikel zu bestimmen, und so Masseflüsse für verschiedene Teilchengrößen abzuschätzen.

Weitere Experimente, die andere Effekte sowie Materialien berücksichtigen, könnten helfen, die Vorgänge beim Transport genauer zu verstehen und den Einklang zwischen Beobachtung und Theorie zu erreichen. Experimente, die den Splash (Sektion 1.4.3) im Zusammenspiel mit Licht oder die Charakterisierung des Verhaltens beim Ausschalten

der Beleuchtung beinhalten, wären hierfür noch sinnvoll. Ein Experiment, welches den Teilchentransport in Abhängigkeit der Gravitation untersuchen soll, befindet sich zurzeit in Entwicklung.

Will man den Splash mit berücksichtigen, muss das Experiment den Teilchenfluss am Eingang des Kanals simulieren oder braucht mehrere hundert Metern Länge – damit die Saltation im Gleichgewicht ist. Deswegen wurde der Splash im jetzigen Experiment nicht mit berücksichtigt.

Beim Ausschalten der Beleuchtung wurden von Kelling et al. (2011b, dort noch mit Photophorese erklärt) kurzzeitig große Eruption beobachtet und analysiert, die einen Faktor 100 höheren Teilchenfluss zeigen als die kontinuierlichen Eruptionen vor dem Ausschalten der Beleuchtung. Die Erklärung dieses Effektes ist einfach: Wenn die Beleuchtung ausgeschaltet wird, entsteht ein ausgeprägtes Temperaturmaximum im Staubbett, da die Oberfläche durch Strahlung schnell abkühlt, die tieferen Schichten ihre Temperatur aber lange halten. Das thermische Kriechen aufgrund der so entstandenen Temperaturgradienten pumpt sowohl von der Oberfläche als auch aus den tieferen Schichten Gas in den Staub. Es wird ein Überdruck unterhalb der Stauroberfläche erzeugt, der in einer spontanen Eruption entweichen kann.

Es ist noch nicht untersucht, ob der Effekt auch bei wenig Intensität mit zusätzlichem Wind funktioniert und ob der Schattenwurf durch Wolken, Staubteufel oder geologische Formationen stark und schnell genug verdunkelt, um auf diese Weise Transport zu starten oder zu verstärken. Experimente die diese Prozesse untersuchen sind in Planung.

A. Anhang

A.1. Literatur

- Adams, Douglas (1979). *The hitchhikers guide to the Galaxy*. London, Pan Books.
- Alexander, R., I. Pascucci, S. Andrews, P. Armitage und L. Cieza (2014). „The Dispersal of Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 475–496. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch021.
- Allen, C. C., R. V. Morris, K. M. Jager, D. C. Golden, D. J. Lindstrom, M. M. Lindstrom und J. P. Lockwood (1998). „Martian regolith simulant JSC Mars-1“. In: *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*. Bd. 29, S. 1690.
- ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez et al. (2015). „The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region“. In: *Astrophysical Journal Letters* 808, L3, S. L3. DOI: 10.1088/2041-8205/808/1/L3.
- Almeida, M. P., E. J. R. Parteli, J. S. Andrade und H. J. Herrmann (2008). „From the Cover: Giant saltation on Mars“. In: Bd. 105, S. 6222–6226. DOI: 10.1073/pnas.0800202105.
- Altshuler, E., H. Torres, A. González-Pita, G. Sánchez-Colina, C. Pérez-Penichet, S. Waitukaitis und R. C. Hidalgo (2014). „Settling into dry granular media in different gravities“. In: *Geophysical Research Letters* 41, S. 3032–3037. DOI: 10.1002/2014GL059229.
- Anders, E. und N. Grevesse (1989). „Abundances of the elements - Meteoritic and solar“. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 53, S. 197–214. DOI: 10.1016/0016-7037(89)90286-X.
- Andrews, S. M. (2015 preprint). „Observations of Solids in Protoplanetary Disks“. In: *ArXiv e-prints*.
- Antoine, R., T. Lopez, D. Baratoux, M. Rabinowicz und K. Kurita (2011). „Thermal analysis of fractures at Cerberus Fossae, Mars: Detection of air convection in the porous debris apron“. In: *Icarus* 214, S. 433–446. DOI: 10.1016/j.icarus.2010.12.025.
- Armitage, P. J. (2011). „Dynamics of Protoplanetary Disks“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49, S. 195–236. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102521.
- Avila, K., D. Moxey, A. de Lozar, M. Avila, D. Barkley und B. Hof (2011). „The Onset of Turbulence in Pipe Flow“. In: *Science* 333, S. 192–. DOI: 10.1126/science.1203223.
- Bagnold, R.A. (1941). *The Physics of Blown Sand and Dessert Dunes*. Methuen.

- Balme, M. und R. Greeley (2006). „Dust devils on Earth and Mars“. In: *Reviews of Geophysics* 44, RG3003, S. 3003. DOI: 10.1029/2005RG000188.
- Barclay, T., J. F. Rowe, J. J. Lissauer et al. (2013). „A sub-Mercury-sized exoplanet“. In: *Nature* 494, S. 452–454. DOI: 10.1038/nature11914.
- Baruteau, C., A. Crida, S.-J. Paardekooper et al. (2014). „Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 667–689. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029.
- Bergin, E. A. und M. Tafalla (2007). „Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 45, S. 339–396. DOI: 10.1146/annurev.astro.45.071206.100404.
- Bergmann, Ludwig, Thomas Dorfmueller und Clemens Schaefer (2005). *Lehrbuch der Experimentalphysik: Gase, Nanosysteme, Flüssigkeiten*. Hrsg. von Karl Kleinermanns. Bd. 5. Walter de Gruyter. ISBN: 978-3-11-017484-7.
- Bibring, J.-P., Y. Langevin, F. Poulet et al. (2004). „Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars“. In: *Nature* 428, S. 627–630. DOI: 10.1038/nature02461.
- Blum, J., B. Gundlach, S. Mühle und J. M. Trigo-Rodriguez (2014). „Comets formed in solar-nebula instabilities! - An experimental and modeling attempt to relate the activity of comets to their formation process“. In: *Icarus* 235, S. 156–169. DOI: 10.1016/j.icarus.2014.03.016.
- Blum, J. und G. Wurm (2008). „The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 46, S. 21–56. DOI: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145152.
- Blum, J., G. Wurm, S. Kempf und T. Henning (1996). „The Brownian Motion of Dust Particles in the Solar Nebula: an Experimental Approach to the Problem of Pre-planetary Dust Aggregation“. In: *Icarus* 124, S. 441–451. DOI: 10.1006/icar.1996.0221.
- Bridges, N. T., F. Ayoub, J.-P. Avouac, S. Leprince, A. Lucas und S. Mattson (2012). „Earth-like sand fluxes on Mars“. In: *Nature* 485, S. 339–342. DOI: 10.1038/nature11022.
- Cameron, A. G. W. (1973). „Abundances of the Elements in the Solar System“. In: *Space Science Reviews* 15, S. 121–146. DOI: 10.1007/BF00172440.
- Carr, M. H. (2012). „The fluvial history of Mars“. In: *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* 370, S. 2193–2215. DOI: 10.1098/rsta.2011.0500.
- Carroll, Bradley W. und Dale A. Ostlie (2009). *An introduction to modern astrophysics*. 2. ed. San Francisco [u.a.] : Pearson, Addison Wesley. ISBN: 0-8053-0402-9.
- Carter, J., D. Loizeau, N. Mangold, F. Poulet und J.-P. Bibring (2015). „Widespread surface weathering on early Mars: A case for a warmer and wetter climate“. In: *Icarus* 248, S. 373–382. DOI: 10.1016/j.icarus.2014.11.011.
- Chapman, S. und T.G. Cowling (1990). *The mathematical theory of non-uniform gases*. 3rd. Cambridge University Press. ISBN: 0-521-40844-X.
- Chatterjee, S. und J. C. Tan (2014). „Inside-out Planet Formation“. In: *Astrophysical Journal* 780, 53, S. 53. DOI: 10.1088/0004-637X/780/1/53.

- Cheremisin, A.A., Yu.V. Vassilyev und H. Horvath (2005). „Gravito-photophoresis and aerosol stratification in the atmosphere“. In: *Journal of Aerosol Science* 36.11, S. 1277–1299. ISSN: 0021-8502. DOI: 10.1016/j.jaerosci.2005.02.003.
- Chiang, E. und A. N. Youdin (2010). „Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae“. In: *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 38, S. 493–522. DOI: 10.1146/annurev-earth-040809-152513.
- Cox, A. und R. R. Doell (1962). „Magnetic Properties of the Basalt in Hole EM 7, Mohole Project“. In: *Journal of Geophysical Research* 67, S. 3997–4004. DOI: 10.1029/JZ067i010p03997.
- Crookes, W. (1874). „On Attraction and Repulsion Resulting from Radiation“. In: *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I* 164, S. 501–527.
- Darbyshire, A. G. und T. Mullin (1995). „Transition to turbulence in constant-mass-flux pipe flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 289, S. 83–114. DOI: 10.1017/S0022112095001248.
- Davy, R., J. A. Davis, P. A. Taylor, C. F. Lange, W. Weng, J. Whiteway und H. P. Gunnlaugson (2010). „Initial analysis of air temperature and related data from the Phoenix MET station and their use in estimating turbulent heat fluxes“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115, E00E13, E00E13. DOI: 10.1029/2009JE003444.
- De Beule, C., G. Wurm, T. Kelling, M. Koester und M. Kocifaj (2015). „An insolation activated dust layer on Mars“. In: *Icarus* 260, S. 23–28. DOI: 10.1016/j.icarus.2015.06.002.
- De Beule, C., G. Wurm, T. Kelling, M. Küpper, T. Jankowski und J. Teiser (2014). „The martian soil as a planetary gas pump“. In: *Nature Physics* 10, S. 17–20. DOI: 10.1038/nphys2821.
- De Villiers, S., A. Nermoen, B. Jamtveit, J. Mathiesen, P. Meakin und S. C. Werner (2012). „Formation of Martian araneiforms by gas-driven erosion of granular material“. In: *Geophysical Research Letters* 39, L13204, S. 13204. DOI: 10.1029/2012GL052226.
- Deckers, J. und J. Teiser (2013). „Colliding Decimeter Dust“. In: *Astrophysical Journal* 769, 151, S. 151. DOI: 10.1088/0004-637X/769/2/151.
- Dorfmueller, T., L. Bergmann und C. Schaefer (1998). *Mechanik, Relativität, Wärme*. Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann, Schaefer. De Gruyter. ISBN: 9783110128703.
- Draine, B. T. (2003). „Interstellar Dust Grains“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41, S. 241–289. DOI: 10.1146/annurev.astro.41.011802.094840.
- Dullemond, C. P., D. Hollenbach, I. Kamp und P. D’Alessio (2007). „Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets V*, S. 555–572.
- Dundas, C. M., S. Diniega, C. J. Hansen, S. Byrne und A. S. McEwen (2012). „Seasonal activity and morphological changes in martian gullies“. In: *Icarus* 220, S. 124–143. DOI: 10.1016/j.icarus.2012.04.005.
- Dürmann, C., G. Wurm und M. Küpper (2013). „Radiative forces on macroscopic porous bodies in protoplanetary disks: laboratory experiments“. In: *Astronomy and Astrophysics* 558, A70, A70. DOI: 10.1051/0004-6361/201321365.

- Dutrey, A., D. Semenov, E. Chappillon et al. (2014). „Physical and Chemical Structure of Planet-Forming Disks Probed by Millimeter Observations and Modeling“. In: *Protostars and Planets*. Univ. of Arizona, Tuscon, S. 317–338. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch014.
- Ebert, R. (1955). „Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen“. In: *Zeitschrift für Astrophysik* 37, S. 217.
- Eckhardt, B., B. Hof und H. Faisst (2006). „Turbulenzübergang in der Rohrströmung: Die Lösung eines alten Rätsels“. In: *Physik in unserer Zeit* 37, S. 212–218. DOI: 10.1002/piuz.200601106.
- Ehrenhaft, F. (1918). „Die Photophorese“. In: *Annalen der Physik* 361, S. 81–132. DOI: 10.1002/andp.19183611002.
- Epstein, P. (1924). „On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases“. In: *Physical Review* 23, S. 710–733. DOI: 10.1103/PhysRev.23.710.
- Espaillet, C., J. Muzerolle, J. Najita et al. (2014). „An Observational Perspective of Transitional Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 497–520. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch022.
- Fedorova, A. A., F. Montmessin, A. V. Rodin, O. I. Korablev, A. Määttänen, L. Maltagliati und J.-L. Bertaux (2014). „Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars“. In: *Icarus* 231, S. 239–260. DOI: 10.1016/j.icarus.2013.12.015.
- Fox, Robert W., Philip J. Pritchard und Alan T. McDonald (2010). *Introduction to fluid mechanics*. 7.ed SI Version. Hoboken, NJ : Wiley. ISBN: 978-0-470-23450-1.
- Gombosi, T. I., T. E. Cravens und A. F. Nagy (1985). „Time-dependent dusty gasdynamical flow near cometary nuclei“. In: *Astrophysical Journal* 293, S. 328–341. DOI: 10.1086/163240.
- Greeley, R. (2002). „Saltation impact as a means for raising dust on Mars“. In: *Planetary and Space Science* 50, S. 151–155. DOI: 10.1016/S0032-0633(01)00127-1.
- Greeley, R., R. E. Arvidson, P. W. Barlett et al. (2006). „Gusev crater: Wind-related features and processes observed by the Mars Exploration Rover Spirit“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 111, E02S09, S. 2. DOI: 10.1029/2005JE002491.
- Greeley, R., M. R. Balme, J. D. Iversen, S. Metzger, R. Mickelson, J. Phoreman und B. White (2003). „Martian dust devils: Laboratory simulations of particle threshold“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 108, 5041, S. 5041. DOI: 10.1029/2002JE001987.
- Greeley, R. und J.D. Iversen (1985). *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan*. Cambridge University Press.
- Greeley, R., N. Lancaster, S. Lee und P. Thomas (1992). „Martian Aeolian Processes, Sediments and Features“. In: *Mars*. Hrsg. von H.H. Kieffer, B.M. Jakosky, C.W. Snyder und M. S. Matthews. The University of Arizona Press. Kap. 3, S. 703–766.
- Greeley, R., R. Leach, B. White, J. Iversen und J. B. Pollack (1980). „Threshold windspeeds for sand on Mars - Wind tunnel simulations“. In: *Geophysical Research Letters* 7, S. 121–124. DOI: 10.1029/GL007i002p00121.

- Hayashi, C., K. Nakazawa und Y. Nakagawa (1985). „Formation of the solar system“. In: *Protostars and Planets II*. Hrsg. von D. C. Black und M. S. Matthews, S. 1100–1153.
- Hettner, G. (1928). „Neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen über die Radiometerkräfte“. In: *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* 7, S. 209–237. DOI: 10.1007/BFb0111851.
- Hölting, Bernward und Wilhelm G Coldewey (2013). *Hydrogeologie: Einführung in die allgemeine und angewandte Hydrogeologie*. 8. Springer-Verlag. DOI: 10.1007/978-3-8274-2354-2.
- Hudson, T. L. (2008). „Growth, diffusion, and loss of subsurface ice on Mars: experiments and models“. Diss. California Institute of Technology.
- Hudson, T. L., O. Aharonson, N. Schorghofer, C. B. Farmer, M. H. Hecht und N. T. Bridges (2007). „Water vapor diffusion in Mars subsurface environments“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 112, E05016, S. 5016. DOI: 10.1029/2006JE002815.
- Jaeger, Heinrich M., Sidney R. Nagel und Robert P. Behringer (1996). „Granular solids, liquids, and gases“. In: *Reviews of Modern Physics* 68 (4), S. 1259–1273. DOI: 10.1103/RevModPhys.68.1259.
- Jakosky, B. M. und R. J. Phillips (2001). „Mars’ volatile and climate history“. In: *Nature* 412, S. 237–244.
- Johansen, A., A. Youdin und H. Klahr (2009). „Zonal Flows and Long-lived Axisymmetric Pressure Bumps in Magnetorotational Turbulence“. In: *Astrophysical Journal* 697, S. 1269–1289. DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1269.
- Kataoka, T., M. Tsutahara, K. Ogawa, Y. Yamamoto, M. Shoji und Y. Sakai (2004). „Knudsen Pump and Its Possibility of Application to Satellite Control“. In: *Theoretical and Applied Mechanics Japan* 53, S. 155–161.
- Kelling, T. und G. Wurm (2009). „Self-Sustained Levitation of Dust Aggregate Ensembles by Temperature-Gradient-Induced Overpressures“. In: *Physical Review Letters* 103.21, 215502, S. 215502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.215502.
- Kelling, T. und G. Wurm (2011). „A Mechanism to Produce the Small Dust Observed in Protoplanetary Disks“. In: *Astrophysical Journal* 733, 120, S. 120. DOI: 10.1088/0004-637X/733/2/120.
- Kelling, T. und G. Wurm (2013). „Accretion through the Inner Edges of Protoplanetary Disks by a Giant Solid State Pump“. In: *Astrophysical Journal Letters* 774, L1, S. L1. DOI: 10.1088/2041-8205/774/1/L1.
- Kelling, T., G. Wurm und C. Dürmann (2011a). „Ice particles trapped by temperature gradients at mbar pressure“. In: *Review of Scientific Instruments* 82.11, S. 115105. DOI: 10.1063/1.3658824.
- Kelling, T., G. Wurm, M. Kocifaj, J. Klačka und D. Reiss (2011b). „Dust ejection from planetary bodies by temperature gradients: Laboratory experiments“. In: *Icarus* 212, S. 935–940. DOI: 10.1016/j.icarus.2011.01.010.
- Kieffer, H. H., B. M. Jakosky und C. W. Snyder (1992). „The planet Mars - From antiquity to the present“. In: *Mars*. Hrsg. von M. George, S. 1–33.
- Kley, W. (2009). „Vom Staubkorn zum Planeten“. In: *Physik Journal* 8, S. 43–48.

- Knoll, M., F. Ollendorff und R. Rompe (1935). „Statistik der Gasentladungen“. In: *Gasentladungs- Tabellen*. Springer Berlin Heidelberg, S. 23–100. ISBN: 978-3-642-89188-5. DOI: 10.1007/978-3-642-91044-9_2.
- Knudsen, M. (1909). „Eine Revision der Gleichgewichtsbedingung der Gase. Thermische Molekularströmung“. In: *Annalen der Physik* 336, S. 205–229. DOI: 10.1002/andp.19093360110.
- Kocifaj, M., J. Klacka, T. Kelling und G. Wurm (2011). „Radiative cooling within illuminated layers of dust on (pre)-planetary surfaces and its effect on dust ejection“. In: *Icarus* 211, S. 832–838. DOI: 10.1016/j.icarus.2010.10.006.
- Kok, J. F. (2010). „Difference in the Wind Speeds Required for Initiation versus Continuation of Sand Transport on Mars: Implications for Dunes and Dust Storms“. In: *Physical Review Letters* 104.7, 074502, S. 074502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.074502.
- Kok, J. F., E. J. R. Parteli, T. I. Michaels und D. B. Karam (2012). „The physics of wind-blown sand and dust“. In: *Reports on Progress in Physics* 75.10, 106901, S. 106901. DOI: 10.1088/0034-4885/75/10/106901.
- Küpper, M. (2012). „Licht- und gasströmungsinduzierte Erosion von kohäsiven Medien im Experiment mit Anwendungsbezug zum Mars“. Masterarbeit. Universität Duisburg-Essen.
- Küpper, M., C. de Beule, G. Wurm, L. S. Matthews, J. S. Kimery und T. W. Hyde (2014b). „Photophoresis on polydisperse basalt microparticles under microgravity“. In: *Journal of Aerosol Science* 76, S. 126–137. DOI: 10.1016/j.jaerosci.2014.06.008.
- Küpper, M., C. Dürmann, C. de Beule und G. Wurm (2014d). „Propulsion of Porous Plates in Thin Atmospheres by Temperature Fields“. In: *Microgravity Science and Technology*, S. 1–8. DOI: 10.1007/s12217-014-9357-1.
- Küpper, M. und G. Wurm (2015b). „Thermal creep-assisted dust lifting on Mars: Wind tunnel experiments for the entrainment threshold velocity“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 120, S. 1346–1356. DOI: 10.1002/2015JE004848.
- Loesche, C. (2015). „On the photophoretic force exerted on mm- and sub-mm-sized particles“. Diss. University of Duisburg-Essen.
- Loesche, C., J. Teiser, G. Wurm, A. Hesse, J. M. Friedrich und A. Bischoff (2014). „Photophoretic Strength on Chondrules. 2. Experiment“. In: *Astrophysical Journal* 792, 73, S. 73. DOI: 10.1088/0004-637X/792/1/73.
- Loesche, C., G. Wurm, J. Teiser, J. M. Friedrich und A. Bischoff (2013). „Photophoretic Strength on Chondrules. 1. Modeling“. In: *Astrophysical Journal* 778.2, 101, S. 101. DOI: 10.1088/0004-637X/778/2/101.
- Lopez, T., R. Antoine, D. Baratoux, M. Rabinowicz, K. Kurita und L. d’Uston (2012). „Thermal anomalies on pit craters and sinuous rilles of Arsia Mons: Possible signatures of atmospheric gas circulation in the volcano“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 117, E09007, S. 9007. DOI: 10.1029/2012JE004050.
- Lorenz, R. D., J. I. Lunine, J. A. Grier und M. A. Fisher (1995). „Prediction of aeolian features on planets: Application to Titan paleoclimatology“. In: *Journal of Geophysical Research* 100, S. 26377–26386. DOI: 10.1029/95JE02708.

- Martens, T. (2014). *Empfehlungen zur Gestaltung von Diplomarbeiten an der Fachhochschule Kiel, Fachbereich Sozialwesen*. URL: www.techniken-wissenschaftlichen-arbeitens.de/downloads/info_post_twa_studies.pdf (besucht am 14.09.2015).
- MASTERSIZER 3000. Malvern.
- Matthews, L.S., J.B. Kimery, G. Wurm, C. de Beule, M. Kuepper und T. Hyde (2015). „Photophoretic Force on Aggregate Grains“. In: *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* (accepted).
- Maxwell, J Clerk (1878). „On Stresses in Rarefied Gases Arising from Inequalities of Temperature.“ In: *Proceedings of the Royal Society of London* 27.185-189, S. 304–308.
- Mellon, M. T., W. C. Feldman und T. H. Prettyman (2004). „The presence and stability of ground ice in the southern hemisphere of Mars“. In: *Icarus* 169, S. 324–340. DOI: 10.1016/j.icarus.2003.10.022.
- Merrison, J. P., E. Bak, K. Finster, H. P. Gunnlaugsson, C. Holstein-Rathlou, S. Knak Jensen, P. Nørnberg und K. R. Rasmussen (2012). „Wind driven erosion and the effects of particulate electrification“. In: *European Planetary Science Congress 2012*, S. 98.
- Merrison, J. P., H. P. Gunnlaugsson, P. Nørnberg, A. E. Jensen und K. R. Rasmussen (2007). „Determination of the wind induced detachment threshold for granular material on Mars using wind tunnel simulations“. In: *Icarus* 191, S. 568–580. DOI: 10.1016/j.icarus.2007.04.035.
- Mie, G. (1908). „Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen“. In: *Annalen der Physik* 330, S. 377–445. DOI: 10.1002/andp.19083300302.
- Muntz, E. P., Y. Sone, K. Aoki, S. Vargo und M. Young (2002). „Performance analysis and optimization considerations for a Knudsen compressor in transitional flow“. In: *Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 20.1, S. 214–224. DOI: 10.1116/1.1430250.
- Nadler, M. (2008). „Simulation des thermischen Transpirationseffekts in Lichtmühlen“. Magisterarb. Universität Tübingen.
- Ojha, Lujendra, Mary Beth Wilhelm, Scott L. Murchie, Alfred S. McEwen, James J. Wray, Jennifer Hanley, Marion Massé und Matt Chojnacki (2015). „Spectral evidence for hydrated salts in recurring slope lineae on Mars“. In: *Nature Geoscience Letter*. DOI: 10.1038/ngeo2546.
- Oth, U. (2008). *Mechanics of Fluids*. AuthorHouse. ISBN: 9781438919478.
- Papadopoulos, D. H. und D. E. Rosner (1995). „Enclosure gas flows driven by non-isothermal walls“. In: *Physics of Fluids* 7, S. 2535–2537. DOI: 10.1063/1.868703.
- Paraskov, G. B., G. Wurm und O. Krauss (2006). „Eolian Erosion of Dusty Bodies in Protoplanetary Disks“. In: *Astrophysical Journal* 648, S. 1219–1227. DOI: 10.1086/506138.
- Peters, G. H., W. Abbey, G. H. Bearman, G. S. Mungas, J. A. Smith, R. C. Anderson, S. Douglas und L. W. Beegle (2008). „Mojave Mars simulant – Characterization of a new geologic Mars analog“. In: *Icarus* 197, S. 470–479. DOI: 10.1016/j.icarus.2008.05.004.

- Pfalzner, S., M. Steinhausen und K. Menten (2014). „Short Dissipation Times of Proto-planetary Disks: An Artifact of Selection Effects?“ In: *Astrophysical Journal Letters* 793, L34, S. L34. DOI: 10.1088/2041-8205/793/2/L34.
- Piazza, R. und A. Parola (2008). „TOPICAL REVIEW: Thermophoresis in colloidal suspensions“. In: *Journal of Physics Condensed Matter* 20.15, 153102, S. 153102. DOI: 10.1088/0953-8984/20/15/153102.
- Pontoppidan, K. M., C. Salyk, E. A. Bergin, S. Brittain, B. Marty, O. Mousis und K. I. Öberg (2014). „Volatiles in Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 363–385. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch016.
- Powell, RW, Cho Yen Ho und Peter Edward Liley (1966). *Thermal conductivity of selected materials*. Techn. Ber. DTIC Document.
- Presley, M. A. und P. R. Christensen (1997). „Thermal conductivity measurements of particulate materials 1. A review“. In: *Journal of Geophysical Research* 102, S. 6535–6550. DOI: 10.1029/96JE03302.
- Pueschel, R. F., S. Verma, H. Rohatschek, G. V. Ferry, N. Boiadjieva, S. D. Howard und A. W. Strawa (2000). „Vertical transport of anthropogenic soot aerosol into the middle atmosphere“. In: *Journal of Geophysical Research* 105, S. 3727–3736. DOI: 10.1029/1999JD900505.
- Rader, D.J (1990). „Momentum Slip Correction Factor for Small Particles in Nine Common Gases“. In: *Journal Aerosol Science* 21.2, S. 161–168.
- Reiss, D., D. Lüsebrink, H. Hiesinger, T. Kelling, G. Wurm und J. Teiser (2009). „High Altitude Dust Devils on Arsia Mons, Mars: Testing the Greenhouse and Thermophoresis Hypothesis of Dust Lifting“. In: *Lunar and Planetary Science Conference*. Bd. 40. Lunar and Planetary Science Conference, S. 1961.
- Reiss, D., A. Spiga und G. Erkeling (2014). „The horizontal motion of dust devils on Mars derived from CRISM and CTX/HiRISE observations“. In: *Icarus* 227, S. 8–20. DOI: 10.1016/j.icarus.2013.08.028.
- REXUS User Manual* (2014). EuroLaunch.
- Reynolds, O. (1879). „On Certain Dimensional Properties of Matter in the Gaseous State. Part I. Experimental Researches on Thermal Transpiration of Gases through Porous Plates and on the Laws of Transpiration and Impulsion, Including an Experimental Proof That Gas is Not a Continuous Plenum. Part II. On an Extension of the Dynamical Theory of Gas, Which Includes the Stresses, Tangential and Normal, Caused by a Varying Condition of Gas, and Affords an Explanation of the Phenomena of Transpiration and Impulsion“. In: *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I* 170, S. 727–845.
- Rohatschek, H. (1956). „Über die Kräfte der reinen Photophorese und der Gravitophotophorese (On the forces of pure and gravito-photophoresis)“. In: *Acta Physica Austriaca* 10, S. 267–286.
- Rohatschek, H (1983). „Photophoretic forces on stratospheric and mesospheric aerosols“. In: *Journal of Aerosol Science* 14.3, S. 217–218.
- Rohatschek, H. (1985). „Direction, magnitude and causes of photophoretic forces“. In: *Journal of Aerosol Science* 16.1, S. 29–42. ISSN: 0021-8502. DOI: 10.1016/0021-8502(85)90018-7.

- Rohatschek, H. (1995). „Semi-empirical model of photophoretic forces for the entire range of pressures“. In: *Journal of Aerosol Science* 26.5, S. 717–734. ISSN: 0021-8502. DOI: 10.1016/0021-8502(95)00011-Z.
- Rohatschek, H. (1996). „Levitation of stratospheric and mesospheric aerosols by gravito-photophoresis“. In: *Journal of Aerosol Science* 27.3. Atmospheric Aerosols, S. 467–475. ISSN: 0021-8502. DOI: 10.1016/0021-8502(95)00556-0.
- Rohatschek, H. und H. Horvath (2010). „Magneto-photophoresis and mesospheric particles“. In: *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)* 115.D14, D24208, S. 24208. DOI: 10.1029/2010JD014667.
- Rosato, A., K. J. Strandburg, F. Prinz und R. H. Swendsen (1987). „Why the Brazil nuts are on top: Size segregation of particulate matter by shaking“. In: *Physical Review Letters* 58, S. 1038–1040. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1038.
- Schade, Heinz und Ewald Kunz (2007). *Strömungslehre*. Walter de Gruyter. ISBN: 978-3-11-018972-8.
- Seiferlin, K., P. Ehrenfreund, J. Garry, K. Gunderson, E. Hütter, G. Kargl, A. Maturilli und J. P. Merrison (2008). „Simulating Martian regolith in the laboratory“. In: *Planetary and Space Science* 56, S. 2009–2025. DOI: 10.1016/j.pss.2008.09.017.
- Shao, Y. und H. Lu (2000). „A simple expression for wind erosion threshold friction velocity“. In: *Journal of Geophysical Research* 105, S. 22437. DOI: 10.1029/2000JD900304.
- Shen, Ching (2006). *Rarefied gas dynamics: fundamentals, simulations and micro flows*. Springer Science & Business Media. DOI: 10.1007/b138784.
- Sinclair, P. C.b (1973). „The Lower Structure of Dust Devils.“ In: *Journal of Atmospheric Sciences* 30, S. 1599–1619. DOI: 10.1175/1520-0469(1973)030<1599:TLSODD>2.0.CO;2.
- Sone, Y. und E. Itakura (1990). „Analysis of Poiseuille and thermal transpiration flows for arbitrary Knudsen numbers by a modified Knudsen number expansion method and their database.“ In: *Journal of the Vacuum Society of Japan* 33, S. 92–94. DOI: 10.3131/jvsj.33.92.
- Squyres, S. W., S. M. Clifford, R. O. Kuz'min, J. R. Zimbelman und F. M. Costard (1992). „Ice in the Martian regolith“. In: *Mars*. Hrsg. von H. H. Kieffer, B. M. Jakosky, C. W. Snyder und M. S. Matthews, S. 523–554.
- Stanzel, C., M. Pätzold, D. A. Williams, P. L. Whelley, R. Greeley, G. Neukum und the HRSC Co-Investigator Team (2008). „Dust devil speeds, directions of motion and general characteristics observed by the Mars Express High Resolution Stereo Camera“. In: *Icarus* 197, S. 39–51. DOI: 10.1016/j.icarus.2008.04.017.
- Stevenson, D. J. und J. I. Lunine (1988). „Rapid formation of Jupiter by diffuse redistribution of water vapor in the solar nebula“. In: *Icarus* 75, S. 146–155. DOI: 10.1016/0019-1035(88)90133-9.
- Teiser, J., M. Küpper und G. Wurm (2011b). „Impact angle influence in high velocity dust collisions during planetesimal formation“. In: *Icarus* 215, S. 596–598. DOI: 10.1016/j.icarus.2011.07.036.

- Testi, L., T. Birnstiel, L. Ricci et al. (2014). „Dust Evolution in Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 339–361. DOI: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch015.
- Van der Marel, N., E. F. van Dishoeck, S. Bruderer, L. Pérez und A. Isella (2015). „Gas density drops inside dust cavities of transitional disks around young stars observed with ALMA“. In: *Astronomy and Astrophysics* 579, A106, A106. DOI: 10.1051/0004-6361/201525658.
- Van Eymeren, J. und G. Wurm (2012). „The implications of particle rotation on the effect of photophoresis“. In: *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* 420, S. 183–186. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20020.x.
- Vargo, S. E., E. P. Muntz, G. R. Shiflett und W. C. Tang (1999). „Knudsen compressor as a micro- and macroscale vacuum pump without moving parts or fluids“. In: *Journal of Vacuum Science Technology* 17, S. 2308–2313.
- Vincendon, M., F. Forget und J. Mustard (2010). „Water ice at low to midlatitudes on Mars“. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115.E14, E10001, S. 10001. DOI: 10.1029/2010JE003584.
- Waitukaitis, S. R., V. Lee, J. M. Pierson, S. L. Forman und H. M. Jaeger (2014). „Size-Dependent Same-Material Tribocharging in Insulating Grains“. In: *Physical Review Letters* 112.21, 218001, S. 218001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.218001.
- Waldmann, L. (1959). „Über die Kraft eines inhomogenen Gases auf kleine suspendierte Kugeln“. In: *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 14, S. 589–599. DOI: 10.1515/zna-1959-0701.
- Wang, H. und M. I. Richardson (2015). „The origin, evolution, and trajectory of large dust storms on Mars during Mars years 24-30 (1999-2011)“. In: *Icarus* 251, S. 112–127. DOI: 10.1016/j.icarus.2013.10.033.
- Weidenschilling, S. J. (1977). „Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula“. In: *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* 180, S. 57–70.
- Weidenschilling, S. J. (1980). „Dust to planetesimals - Settling and coagulation in the solar nebula“. In: *Icarus* 44, S. 172–189. DOI: 10.1016/0019-1035(80)90064-0.
- Weidenschilling, S. J. und J. N. Cuzzi (1993). „Formation of planetesimals in the solar nebula“. In: *Protostars and Planets III*. Hrsg. von E. H. Levy und J. I. Lunine, S. 1031–1060.
- Weingartner, J. C. und B. T. Draine (2001). „Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud“. In: *Astrophysical Journal* 548, S. 296–309. DOI: 10.1086/318651.
- White, B. R. (1979). „Soil transport by winds on Mars“. In: *Journal of Geophysical Research* 84, S. 4643–4651. DOI: 10.1029/JB084iB09p04643.
- Williams, D.R. (2015). *Mars Fact Sheet*. URL: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/marsfact.html> (besucht am 14.09.2015).
- Williams, J. P. und L. A. Cieza (2011). „Protoplanetary Disks and Their Evolution“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49, S. 67–117. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102548.

- Windmark, F., T. Birnstiel, C. Güttler, J. Blum, C. P. Dullemond und T. Henning (2012). „Planetesimal formation by sweep-up: how the bouncing barrier can be beneficial to growth“. In: *Astron. Astrophys.* 540, A73, A73. DOI: 10.1051/0004-6361/201118475.
- Wolfram Alpha (2015). URL: www.wolfram-alpha.com (besucht am 14.09.2015).
- Wurm, G. und O. Krauss (2006). „Dust Eruptions by Photophoresis and Solid State Greenhouse Effects“. In: *Physical Review Letters* 96.13, 134301, S. 134301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.134301.
- Wurm, G., J. Teiser und D. Reiss (2008). „Greenhouse and thermophoretic effects in dust layers: The missing link for lifting of dust on Mars“. In: *Geophysical Research Letters* 35, L10201, S. 10201. DOI: 10.1029/2008GL033799.
- Wyatt, M. C. (2008). „Evolution of Debris Disks“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 46, S. 339–383. DOI: 10.1146/annurev.astro.45.051806.110525.
- ZARM Drop Tower Bremen User Manual (2012).
- Zheng, F (2002). „Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiments“. In: *Advances in colloid and interface science* 97.1, S. 255–278.

A.2. Symbole & Konstanten

Tabelle A.1. – Übersicht aller verwendeten Symbole und Konstanten in alphabetischer Reihenfolge. Durch die Bemühung, die Größen eindeutig und durchgängig zu verwenden, wurde bei einigen Größen von dem üblichen Symbol abgewichen. Bei Konstanten ist ein gerundeter Wert angegeben. Alle Größen werden auch im Text erläutert; diese Tabelle dient zur Referenz für Querleser.

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
AU	$1.5 \times 10^{11} \text{ m}$	Astronomische Einheit
A	m^2	Querschnittsfläche der Kapillare
A_p	m^2	Projizierte Fläche eines Teilchens
$a_1 - a_5$		Konstanten für Näherung von $\frac{Q_T}{Q_P}$
Δa	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Restbeschleunigung Teilchen mit $u_{\phi, \text{gas}}$
$\Delta \alpha$	-	Variation von α auf Oberfläche
α	-	thermischer Akkommodationskoeffizient
α_m	-	Impuls-Akkommodationskoeffizient
b	-	Empirische Konstante aus Bagnold (1941)
β	-	Fit-Parameter Exponent für Reynolds-Zahl
C_{ad}	$\frac{\text{N}}{\text{m}^4}$	Adhäsionskoeffizient
C_{al}	$\frac{\text{K m}^4}{\text{W}}$	Konstante beleuchtungs-aktivierte Schicht
C_D	-	Strömungswiderstandskoeffizient
$C_{D, \text{Stokes}}$	-	Strömungswiderstandskoeffizient Stokes
$C_{D, \text{Newton}}$	-	Strömungswiderstandskoeffizient Newton
$C_{D, \text{im}}$	-	Strömungswiderstandskoeffizient mittlere Re
C_L	-	Liftkoeffizient
$\tilde{C}_{L, C}$	$\frac{\text{kW s}}{\text{m}^4}$	Fit-Koeffizient Lift Cunningham
$\tilde{C}_{L, N}$	$\frac{\text{kW s}}{\text{m}^4}$	Fit-Koeffizient Lift Newton
C_T	$\frac{1}{\text{m}}$	Drehmomentskoeffizient
CunC	-	Cunningham Korrektur
c	$299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum)
\bar{c}	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	mittlere thermische Gasgeschwindigkeit
c_s	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Schallgeschwindigkeit
D	$\frac{\text{N}}{\text{m K}}$	Konstante aus Rohatschek (1995)
d	m	Partikeldurchmesser
d_C	m	Fit-Koeffizient Durchmesser Cunningham

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
d_N	m	Fit-Koeffizient Durchmesser Newton
δ	-	Empirische Konstante aus Rohatschek (1995)
δ_{gas}	-	Druckverminderung in dem Loch der Scheibe
e	2,71828	Eulersche Zahl
$\mathbf{e}_{F\alpha}$	-	Einheitsvektor in Richtung $\Delta\alpha$ -Kraft
η	Pa s	dynamische Viskosität
ϵ	-	Emissivität
F	N	Kraft
F_{ad}	N	Adhäsion
F_{al}	N	Kraft auf aktivierte Schicht durch Beleuchtung
F_D	N	Gasreibung
$F_{D,\text{Stokes}}$	N	Gasreibung nach Stokes'scher Reibung
$F_{D,\text{Ep}}$	N	Gasreibung nach Epstein-Gesetz
$F_{D,\text{Cun}}$	N	Gasreibung mit Cunningham Korrektur
F_G	N	Gewichtskraft
$F_{G,\text{ad}}$	N	$F_G + F_{\text{ad}}$
$\tilde{F}_{G,\text{ad},C}$	$\frac{\text{KW}}{\text{m}^2}$	Fit-Koeffizient Haftkräfte Cunningham
$\tilde{F}_{G,\text{ad},N}$	$\frac{\text{KW}}{\text{m}^2}$	Fit-Koeffizient Haftkräfte Newton
F_L	N	hebende (Lift) Kraft
$F_{\dot{M}}$	N	Kraft durch Gasfluss
F_{ph}	N	photophoretische Kraft
$F_{\text{ph},T}$	N	ΔT -Photophoretische Kraft
$F_{\text{ph},\alpha}$	N	$\Delta\alpha$ -Photophoretische Kraft
$F_{\text{ph},\text{free}}$	N	Näherung F_{ph} im freien molekularen Gasfluss
F_{rp}	N	Kraft durch Strahlungsdruck
$F_{T,\text{fm}}$	N	Thermophorese im freien Molekularfluss
f	-	Skalierungsfaktor
$f_{F_G,\text{ad}}$	-	Skalierung Haftkräfte
f_{lift}	-	Skalierung Beleuchtung
f_λ	-	Skalierung Weglänge
f_ρ	-	Skalierung Dichte
G	$6.674 \times 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg s}^2}$	Gravitationskonstante
g	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Gravitationsbeschleunigung

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
$g_{\max,1}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	maximale Beschleunigung durch Probengröße
$g_{\max,2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	maximale Beschleunigung durch Porengröße
g_*	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Gravitationsbeschleunigung Stern
g_{\oplus}	$9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Gravitationsbeschleunigung Erdoberfläche
Δg	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Restbeschleunigung
γ	-	Adiabatexponent
\dot{H}	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	Partikelfluss
I	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Intensität
$I_{\text{crit},C}$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Kritische Intensität für Transport Cunningham
$I_{\text{crit},N}$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Kritische Intensität für Transport Newton
$I_{\text{crit},C,\text{Mars}}$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	$I_{\text{crit},C}$ skaliert für Mars
$I_{\text{crit},N,\text{Mars}}$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	$I_{\text{crit},N}$ skaliert für Mars
$I_{\max,\text{Mars}}$	$717 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Maximale Intensität auf dem Mars
J	N m s	Drehimpuls
J_1	-	Asymmetriefaktor
K	m^2	Permeabilität
Kn	-	Knudsen-Zahl
k	0.41	Karman-Konstante
k_B	$1.380 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmann-Konstante
κ	1.14	Koeffizient thermisches Kriechen
L	m	Charakteristische Längenskala
L_r	m	Radius der Kapillare
L_x	m	Länge der Kapillare
$L_{x,1}$	m	Länge der Kapillare mit Temperaturgradient
$L_{x,2}$	m	Länge der Kapillare mit konstanter Temperatur
L_{\odot}	$3.86 \times 10^{26} \text{ W}$	Sonnenleuchtkraft
L_*	W	Leuchtkraft des Sterns
Λ	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$	thermische Leitfähigkeit
Λ_g	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$	thermische Leitfähigkeit Gas
Λ_p	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$	thermische Leitfähigkeit Partikel
λ	m	mittlere freie Weglänge
\dot{M}	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenfluss

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
Ma		- Machzahl
M_{BE}	kg	Bonnor-Ebert-Masse
M_*	kg	Masse des Sterns
m	kg	Molekulare Masse
m_t	kg	Masse des Teilchens
n	$\frac{1}{\text{m}^{-3}}$	Teilchendichte
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität
P_d		- Wahrscheinlichkeit für Durchmesser d
$P_{u_{\text{ph}}}$		- Wahrscheinlichkeit für Driftgeschwindigkeit u_{ph}
pc	3.1×10^{16} m	Parsec; Parallaxensekunde
p	Pa	Druck
\hat{p}	Pa	Optimaler Druck
p_{avg}	Pa	mittlerer Druck
p_0	Pa	Referenzdruck
$p_{\text{opt},1}$	Pa	Optimaler Druck für die Probengröße
$p_{\text{opt},2}$	Pa	Optimaler Druck für die Porengröße
Δp	Pa	Druckdifferenz
Q		- $\frac{Q_T}{Q_P}$
Q_P		- Koeffizient Druck getriebener Rückfluss
Q_T		- Koeffizient thermischer Kriechfluss
$q_1 - q_3$		- Konstanten Cunningham Korrektur
R	$8.314 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$	universelle Gaskonstante
Re		- Reynolds-Zahl
$\text{Re}_{*,\text{crit}}$		- Re bei kritischer Schubspannungsgeschwindigkeit
r	m	Bahnradius
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
ρ_g	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Gasdichte
ρ_p	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte des Teilchens
s_r	m	Längenskala der Oberflächenrauigkeit
σ	m^2	Wirkungsquerschnitt
σ_{SB}	$5.67 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
T	K	Temperatur

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
T_{avg}	K	Mittlere Temperatur
T_g	K	Gastemperatur
$T_{g,\text{avg}}$	K	Mittlere Temperatur des Gases
T_{rad}	K	Temperatur der umgebenen Strahlung
T_s	K	Oberflächentemperatur
\bar{T}_s	K	mittlere Oberflächentemperatur
∇T_∞	$\frac{\text{K}}{\text{m}}$	Temperaturgradient ohne Störung durch Teilchen
ΔT	K	Temperaturdifferenz
ΔT_s	K	Temperaturdifferenz an der Oberfläche
$\Delta T_{s,g}$	K	Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Gas
Θ	-	Porosität
τ_f	s	Ankoppelzeit
$\tau_{f,\text{Ep}}$	s	Ankoppelzeit für Epstein Gasreibung
τ_u	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	Schubspannung
u	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	(Strömungs-) Geschwindigkeit
$\ u\ $	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeitsbetrag
u_a	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Abstandsgeschwindigkeit
u_{drift}	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	terminale Driftgeschwindigkeit
u_f	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Filtergeschwindigkeit
u_k	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Kepler-Geschwindigkeit
u_{ph}	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Driftgeschwindigkeit durch Photophorese
u_r	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Radialgeschwindigkeit (nach innen positiv)
$u_{r,\text{gas}}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Radiale Gasgeschwindigkeit
u_t	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Tangentialgeschwindigkeit in Relation zum Gas
u_0	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeitsoffset
$u_{\phi,\text{gas}}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Tangentiale Gasgeschwindigkeit
u_*	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{*,\text{crit}}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{*,I=0}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{*,\text{crit}}$ ohne Beleuchtung
$u_{*,I_{\text{max}}}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{*,\text{crit}}$ bei I_{max}
Δu	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_k - u_{\phi,\text{gas}}$
v_1	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	maximale Beschleunigung durch Probengröße
v_2	mbar	Optimaler Druck für Probengröße
v_3	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2 \text{ mbar}}$	Fit-Parameter Gasfluss durch Poren

Symbol	Wert/Einheit	Bedeutung
v_4	mbar	Fit-Parameter Gasfluss durch Poren
$w_1&w_2$	-	Konstante aus Fit Größenverteilung
w_3	-	Konstante aus Fit Geschwindigkeitsverteilung
ξ	-	Exponent der Druck Potenznäherung
y	m	Höhe über dem Staubbett
y_0	m	Oberflächenrauigkeit
z	m	Höhe über Mittelebene der Scheibe
ζ	-	Exponent Merrison et al. (2007)

A.3. Erklärung

Die vorliegende Dissertation wurde von mir selbstständig verfasst. Bei der Abfassung der Dissertation wurden nur die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen sind als solche gekennzeichnet. Die Dissertation ist nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht und es wird der Doktorgrad Dr. rer. nat. angestrebt.

Ort, Datum, Unterschrift